

2. 低速陽電子ビームの生成と 物質研究への応用

高エネルギー加速器研究機構

和田 健

目 次

低速陽電子ビームの生成と物質研究への応用

1	はじめに	2-1
2	加速器ベース低速陽電子ビームの生成	2-1
2.1	低速陽電子ビーム生成の概要	2-1
2.2	陽電子コンバータ	2-2
2.3	陽電子減速材(モデレータ)	2-2
2.4	SPFの低速陽電子ビーム生成ユニット	2-2
2.5	低速陽電子ビーム生成ユニットへのキャパシタの導入	2-3
2.6	リニアックによって得られる低速陽電子ビーム強度の基本的な考え方	2-4
3	低速陽電子ビームの輸送	2-4
3.1	低速陽電子ビームラインの概要	2-4
3.2	ソレノイド磁場による低速陽電子ビームの輸送	2-5
3.3	低速陽電子ビーム輝度増強ユニット	2-9
3.4	パルスストレッチャー	2-11
4	KEK物構研低速陽電子実験施設の歴史と共同利用の成果	2-13
4.1	低速陽電子実験施設の歴史	2-13
4.2	KEK物構研低速陽電子実験施設(SPF)の概要	2-14
4.3	実験ステーションの概要と共同利用の成果	2-15
5	最後に	2-20
	参考文献	2-21

低速陽電子ビームの生成と 物質研究への応用

1 はじめに

電子の反粒子の陽電子は、電荷の符号が正であること以外、質量、電荷量、スピンといった物理的性質は電子と同じである。陽電子は、真空中では電子と同様に安定だが、物質中では電子と対消滅し複数本の光子になる。1932年のC. D. Andersonの霧箱の実験[1]によって陽電子が見出された。

電子との対消滅を利用した陽電子の物質研究への応用は、1950年代に始まり、 ^{22}Na 、 ^{55}Co 、 ^{64}Cu 等の放射性同位体(RI)から β^+ 崩壊によって放出される白色の陽電子をそのまま用いた物質研究への応用が盛んになっていった。例えば、物質中で熱化した陽電子が、価電子と対消滅して放出される2本の γ 線の放出角の相関(陽電子消滅2光子角相関)を精密に測定することにより、電子の運動量分布を直接測定できる。これによって金属や合金、高温超伝導体などのフェルミ面の研究へと発展した。また、陽電子は正の電荷を持つため、空孔型格子欠陥に対して極めて敏感で、放射線照射欠陥の焼鈍やボイドなどの複合欠陥の研究、さらにはサブナノから100 nm近い広範囲の絶縁体中の空孔サイズ評価にも応用されてきた。

1980年代半ばから、陽電子に独特の方法によってエネルギーを単色化した、エネルギー可変陽電子ビームの生成とその物質研究への応用研究も発展した。陽電子に対しては、タングステン(W)やニッケル(Ni)、銅(Cu)といった負の陽電子仕事関数を持つ物質が存在し、これらの物質中で熱化した陽電子が、負の仕事関数で決まる数eV程度のエネルギーで表面から自発的に再放出される現象を利用した単色化が可能である。陽電子は物質中で電子と対消滅するが、陽電子の消滅断面積は他の散乱断面積と比較して6桁程度小さく、その大部分は物質中で対消滅する前に熱化する。

この負の陽電子仕事関数によって再放出された単色陽電子を数eVから数十keV程度加速した、エネルギー可変単色陽電子ビームのことを「低速陽電子ビーム」と呼ぶ。このように広い範囲でエネルギーを調整することで試料への平均侵入深さを制御できるので、低速陽電子ビームはイオン注入などで生成する格子欠陥の深さ分布の測定やソフトマターを含む薄膜や界面の研究などに用いられてきた。

さらに、原子炉や加速器を用いて陽電子を多量に生成す

ることで、より高強度の低速陽電子ビームが得られるようになり、エネルギー可変の陽電子マイクロビームによる3次元走査測定や、高輝度ビームを利用した陽電子回折実験による表面原子配列の精密決定など、金属、半導体、ソフトマター、表面科学など広い研究分野にまたがって低速陽電子ビーム利用実験が拡大してきた。中でも、加速器による高強度低速陽電子ビームを共同利用に供しているKEK物質構造科学研究所の低速陽電子実験施設では、基礎物理実験や陽電子回折実験関連で近年特筆すべき研究展開があって世界をリードしており、ここで新たな学術基盤が形成されつつある。

本テキストは、KEKで展開されてきた加速器による高強度低速陽電子ビームの生成・輸送技術開発と物質研究への応用について、同施設のこれまでの歴史と経緯に触れながら解説する。筆者らによる同様の文献として[2, 3]があるが、本テキストはその内容の一部と、その後の研究展開を含めた新たな情報を加えて構成した。

2 加速器ベース低速陽電子ビームの生成

2.1 低速陽電子ビーム生成の概要

電子ビームは、例えば加熱したカソードから放出される熱電子を所望のエネルギーに加速することで得られる。陽電子の場合、RIからの β^+ 線が、制動放射や核 γ 線からの対生成で生じたMeV以上のオーダーに広がった白色陽電子が出发点となる。

SuperKEKBなどの高エネルギー物理実験では、対生成陽電子をさらに加速して用いるが、物性研究で用いる場合には、これら白色陽電子の最大エネルギーよりも桁違いに低い数十eVから数十keVのエネルギーのビームが必要になる。これを分光法で取り出すのはきわめて効率が悪く実用にならない。

1970年代末から1980年代に、Mills, Lynnらによって、負の陽電子仕事関数を持つ金属中の散逸によって陽電子のエネルギーを下げる方法が開発された。これにより、低速陽電子ビームの物性研究、および原子分子散乱研究への応用の道が開かれた。関連する文献は多数あるが、例えば[4, 5]が入手しやすくまとまった情報が得られる。陽電子仕事関数が負の物質中では、熱化した陽電子が酔歩によってたまたま表面にくると、自発的に外に飛び出す。理想的な場合、そのエネルギーは仕事関数の絶対値に等しく、エネルギー幅は熱エネルギー程度であると期待できる。金属の陽電子仕事関数は、物質によって正であったり負であったりする。陽電子の仕事関数が負である金属としては、W、

Ni, Cu などが知られている。仕事関数の値は数 eV 程度である。

以下で KEK の低速陽電子実験施設 (Slow Positron Facility, SPF) を例に、低速陽電子ビーム生成について説明する。

2.2 陽電子コンバータ

SPF では、現在、常電導 S バンドの電子線形加速器 (リニアック) によって加速した電子ビームを、重金属ターゲットに入射して陽電子を得ている。この目的で用いる金属ターゲットのことを、コンバータと呼ぶ。入射した電子がコンバータの金属の原子核で散乱されて、制動放射によって光子が放出され、それが同じ金属中で電子・陽電子対を生成する。これらの電子と陽電子が十分なエネルギーを持っている場合には、さらに制動放射によって次の電子・陽電子対生成を起こし、ねずみ算式にその数が増えていく。これをカスケードシャワー (電磁シャワー) と呼ぶ。これらの反応断面積は、ターゲット物質の原子番号を Z 、質量数を A とすると、おおよそ Z^2/A に比例し、重金属ほど陽電子生成効率が高い。さらに実際のコンバータの材料選定にあたっては、発熱耐性や加工性の良さなどの考慮も必要である。SPF ではコンバータにタンタル (^{73}Ta) を採用している。

また、電磁シャワーによって得られる、外に取り出せる陽電子の数は、入射電子のエネルギーとコンバータの厚みに依存する。コンバータが薄すぎると電磁シャワーが十分成長せず、厚すぎると電磁シャワーの成長が終わってコンバータ中で熱化・対消滅する陽電子の割合が増える。コンバータの最適な厚さ L_{opt} に関する計算は、EGS4 などのモンテカルロシミュレーションによって過去に多数なされている。最適厚みの入射エネルギー依存性は緩く、例えば Ta に対しては、

$$L_{\text{opt}}[\text{mm}] = 0.6 + 0.64(E_e[\text{MeV}] - 5)^{0.54} \quad (1)$$

[6] など、様々な関係式が提案されている。SPF における加速電子のエネルギーは 55 MeV で、Ta コンバータの厚さを 4 mm としている。

2.3 陽電子減速材 (モデレータ)

低速陽電子を生成するための、負の陽電子仕事関数をもった金属薄膜や金属板、金属メッシュなどを、減速材、あるいはモデレータと呼ぶ。減速材の効率は、加速器を用いた装置では評価しづらいので、 ^{22}Na を線源として評価されてきた。減速材の奥の方で熱化した電子は表面に戻ってくる前に消滅してしまう。熱化した陽電子が消滅

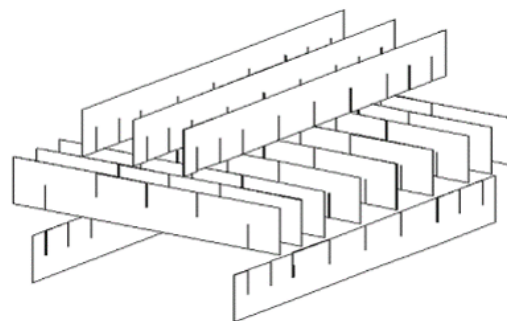


図 1 SPF のモデレータアセンブリの組み上げ方

するまでに進む距離 (拡散距離) は、よく焼鈍した金属結晶で 100 nm 程度である。 ^{22}Na からの陽電子の最大入射深さは 100 μm 程度なので、表面に戻ってくる陽電子は、(拡散距離)/(入射距離) の比として、入射量の 1,000 分の 1 以下ということになる。初期に用いられていた金属板の反射型減速材の実際の効率は 10,000 分の 1 程度以下である。

^{22}Na から β^+ 崩壊によって放出される陽電子のエネルギーは平均 0.2 MeV、最大 0.54 MeV であり、入射深さは 10 - 100 μm となる。この場合、陽電子の入射深さ分布は表面に近いほど多く、モデレータとしては、表面を重視し、電解研磨で線径を 7 μm 径にしたタングステンメッシュを重ねたもの [7] が、希ガス固体モデレータ [8] 以外では最高の効率を与える。希ガス固体モデレータはそれよりもさらに一桁高い効率を与えるが、安定したビーム強度を維持するのが困難で、より維持管理の容易なタングステンメッシュが用いられることが多い。

加速器で生成した高速陽電子のエネルギーは数十 MeV 以上あり、薄膜のモデレータが用いられる。この場合、MeV オーダーの陽電子のほとんどが突き抜けてしまうが、突き抜けなかった入射陽電子は薄膜内でほぼ一様に分布し、表裏の表面から拡散距離だけの深さで熱化した陽電子が放出されると考えてよい。SPF では、モデレータに厚さ 25 μm のタングステン薄膜を採用している。また、希ガスモデレータについては、高速電子入射にともなって放射化した希ガスの処理を確実にこなす必要があり、その使用は未だ試みられていない。

2.4 SPF の低速陽電子ビーム生成ユニット

SPF では、厚さ 25 μm の短冊状のタングステン薄膜にレーザー加工により切り込みを入れ、図 1 に示すように組み上げて井桁状にしたモデレータアセンブリを 2 組使用している。

図 2 に SPF の低速陽電子ビーム生成ユニットの概念図

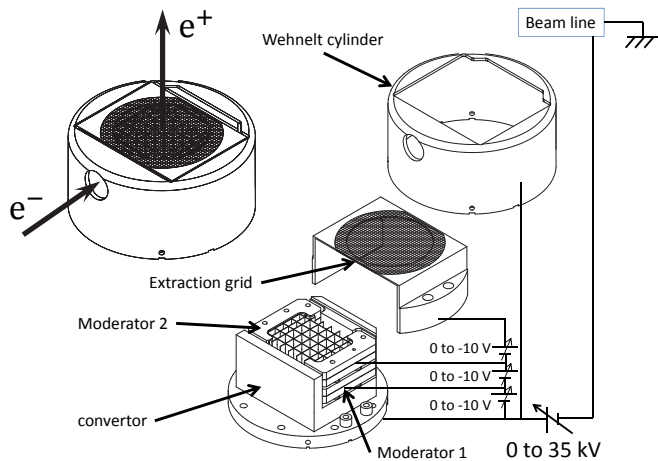


図2 SPFの低速陽電子ビーム生成ユニットの概念図

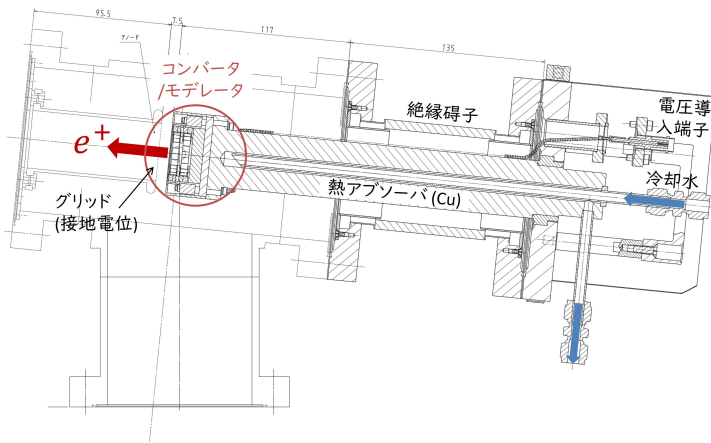


図3 熱アブソーバにマウントしたSPFの低速陽電子ビーム生成ユニット

を示す。引き出しグリッドとウェーネルトを外した生成ユニットの図を右下に、それらで覆った生成ユニット全体の図を左上に示している。Ta製のコンバータ兼用の土台に、井桁モデレータ2セットをスタックしたものを、引き出しグリッドで覆い、さらにグリッド以外の部分をSUS製ウェーネルトでカバーしている。2020年の改修で、1段目のモデレータの下のTaの土台に広い面積のW薄膜を追加した。0.1kVから35kV印加できるコンバータの電位に対して、1段目のモデレータ、2段目のモデレータ、引き出しグリッドにはそれぞれ相対的に-10Vずつ電位差をかけられるようになっている。

図3は、低速陽電子生成ユニットを、ICF152のフランジにマウントされた無酸素銅製の柱(熱アブソーバ)の先端に設置した様子を示している。熱アブソーバ内部には冷却水循環用のパイプがTaコンバータのすぐそばまで配管されている。図3の斜線部全体に最大35kVまで電圧が印加される。超純水を冷却水に使用しており、フランジ

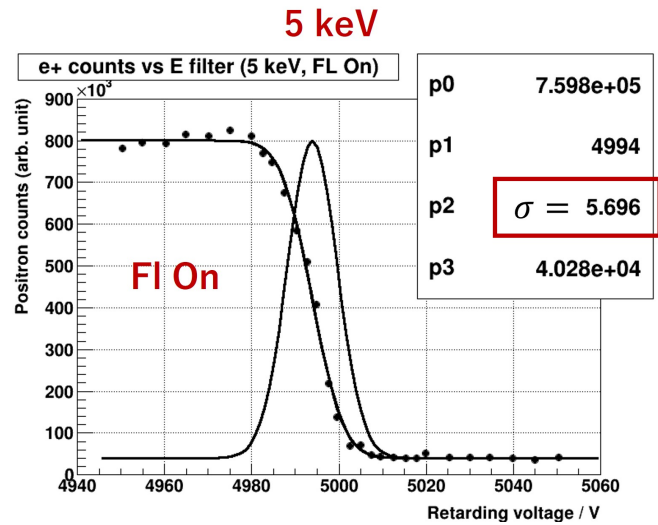


図4 低速陽電子ビーム生成ユニットへのキャパシタ導入後のビームエネルギー分布

外側におけるシンフレックスチューブを注意深く配管すれば、放電の問題は起こらない。

2.5 低速陽電子ビーム生成ユニットへのキャパシタの導入

図2の構成の低速陽電子ビーム生成ユニットから放出される低速陽電子ビームのエネルギー広がり、ガウス分布的でその半値全幅は110eV程度もあった。エネルギー分布が広すぎると実験上問題になることが多い。また、3.2.4節の(41)式で示すように、ソレノイド磁場輸送によるビームラインを円弧状に曲げたり、あるいは分岐をしたりするところで必要となるドリフト補正用の最適磁場強度が陽電子の運動量に比例するため、輸送効率が落ちてしまう。

このようにエネルギー分布が広がってしまう主な理由は、リニアックによる加速電子が入射すると低速陽電子ビーム生成ユニット部全体の電位が瞬間的に下がるためと考えられる。この対策に、低速陽電子ビーム生成ユニット部直前の配線とアース電位との間に30nF程度のキャパシタを導入した。その結果が図4である。低速陽電子ビーム輸送路終端にメッシュを設け、それに印加する阻止電圧に対するビーム強度を確認した。ビーム強度は、背面に蛍光スクリーンを設置したマイクロチャンネルプレート(micro-channel plate, MCP)を用い、蛍光スクリーンの発光強度をカメラで観測した。低速陽電子ビーム生成ユニットのコンバータへの印加電圧は5kVである。この結果から推定されるエネルギースペクトルを実線で示している。ただし、このスペクトルは、陽電子の縦方向の運動量成分についてのみ反映している。エネルギー分布の半値全幅

(FWHM) は、 $FWHM = 2\sigma\sqrt{2\ln 2} \approx 2.35\sigma = 13.4\text{eV}$ となり、一桁近く改善した。

2.6 リニアックによって得られる低速陽電子ビーム強度の基本的な考え方

電子・陽電子コンバータの厚さを、電子ビームの入射エネルギーに応じて最適化した場合、リニアックにより加速した入射電子 1 個あたりの低速陽電子ビーム強度（個数）は入射エネルギーに依存する。モデレータの効率の推定およびその最適化は簡単ではないが、経験的には 30 MeV 程度までは入射エネルギーに応じて急増し、それ以上のエネルギーで変化はなだらかとなることが知られている。例えば 50 MeV 程度の入射エネルギーを 100 MeV に増やすと、低速陽電子ビーム強度は 2 倍程度になると期待できる。即ち、50 MeV 程度以上では、平均電流（ \propto 加速電子数）が一定なら、低速陽電子ビーム強度は加速エネルギーにおおよそ比例する。また、当然ながら、低速陽電子ビーム強度は、同じ加速電子エネルギーで比較するとその平均電流に比例する。したがって、50 MeV 程度以上の加速電子エネルギーでは、得られる低速陽電子ビーム強度は、

$$[\text{加速電子パワー}] = [\text{加速エネルギー}] \times [\text{平均電流}] \quad (2)$$

の関係により、加速電子パワーにおおよそ比例する。

SPF では、最大強度が得られる長パルスモードでは、加速電子パワーが 550 W を維持するよう運転している。加速器の仕様上の性能としては、2 kW の運転も可能で、この場合 4 倍近い低速陽電子ビーム強度が得られることが期待でき、それが実現すると共同利用実験に与えるインパクトは極めて大きい。そのための低速陽電子生成ユニットの冷却能力も現状のままで問題無い。しかしながら、放射線管理上の理由で 550 W に抑制して運転している。SPF の専用リニアックが設置されているスペース（テストリニアック室）の上方の遮蔽の増強が困難で、上階のフロアに人が立ち入る領域があることを考慮し、放射線発生装置としての申請上の一次電子ビームの定格を 1.2 kW (60 MeV, 平均電流 20 μ A) としている。安全上の余裕の確保のため、これの半分程度を上限として運用しており、ビームパワーが 600 W を越えないよう、主に電子パルスのピークカレントをセーブして運転している。

3 低速陽電子ビームの輸送

3.1 低速陽電子ビームラインの概要

加速器ベースの低速陽電子ビームを実験に用いる場合、運転中に放射線が発生する加速器や生成部から十分離れた

実験ホールへビームを輸送する必要がある。例えば、KEK の低速陽電子のビームラインの長さは、陽電子生成部から最も近い実験ステーションまででも約 30 m となる。数 m 程度の距離ならば静電輸送が可能だが、地磁気やレンズ収差の影響のため、それ以上の長距離の静電輸送は困難である。しかし、ソレノイド磁場を利用した磁場輸送ならば陽電子の長距離輸送が可能である。一様磁場中で、荷電粒子はサイクロトロン運動によってらせん軌道を描きながら磁力線に沿って進むことはよく知られており、磁場輸送は、この現象を応用したものである。また、陽電子は大気中でほとんど進行できないため、真空配管が必須となる。そのため、真空配管を内包するソレノイドコイルによるソレノイド磁場で輸送する。

大型施設での原子炉や加速器を用いた低速陽電子ビームでは、数 eV から数百 eV のエネルギーの陽電子ビーム輸送が主流である。しかし、KEK の低速陽電子ビームラインでは数 10 keV という比較的高いエネルギー輸送が可能となっている。このような仕様としたのは、以下の理由による。

高輝度ビームを用いる実験、例えば陽電子回折や陽電子顕微鏡では、陽電子を減速材に収束して高輝度化する操作を少なくとも 1 段、場合によっては 2 段以上必要とする。後で説明するが、この高輝度化では 1 段あたり約 5 keV のエネルギーを失うため、2 段や 3 段の高輝度化では、試料への入射エネルギーに数十 keV 加えたエネルギーでの輸送が必要となる。特に、陽電子を検出する陽電子回折実験では、試料部を接地電位にすることが望ましい。試料部を接地電位にできない場合には、試料チャンバーやチャンバーに設置された装置類および制御ユニット全体の電位をかえるか、チャンバー内部の実験領域をファラデーケージで覆ってケージに電圧を印加するなどの工夫が必要になる。試料部を接地電位のままこれらの実験を行うためには、低速陽電子ビームの輸送エネルギーは可変かつ数十 keV に設定できる必要がある。低速陽電子実験施設では、60 keV の低速陽電子ビーム輸送が可能な設計となっている。（ただし、現在は、低速陽電子ビーム生成部に印加する特殊高電圧フローティング電源の製作コスト削減のため、その電源の仕様により 35 keV を上限としている。）このようなエネルギーの高い低速陽電子ビーム輸送が可能となっているのは、世界でも KEK だけであり、この特徴が現在の陽電子回折実験の発展を支える重要な基盤となっている。

低速陽電子ビームラインが直線的なレイアウトを取る場合には、ソレノイド磁場を利用した輸送は容易に思えるが、

建物内のスペースの制約や、複数の実験ステーションへのビームの導入の必要性を考えると、ビームラインの方向をかえたり分岐したりすることが必要となる。数 eV のような低エネルギー輸送ならともかく、60 keV のような高いエネルギーの陽電子でもソレノイド磁場で曲げてうまく輸送できる条件については、検討が必要である。この問題については [9] で議論されているが、ここではその議論を解説し、必要な磁場コイルの構成と仕様について検討する。

3.2 ソレノイド磁場による低速陽電子ビームの輸送

3.2.1 動座標系における運動方程式

電荷が $+e$ 、静止質量が m_0 、運動量が $\mathbf{p} = \gamma m_0 \mathbf{v}$ の粒子が磁場 \mathbf{B} 中でローレンツ力を受ける場合、その運動方程式は次のように表される。

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \frac{d}{dt}[\gamma m_0 \mathbf{v}] = e(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3)$$

ここで、 \mathbf{v} は粒子の速度、 γ はローレンツ因子であり、粒子の速さを $v = |\mathbf{v}|$ 、光速を c とした場合、

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/c)^2}} \quad (4)$$

である。この運動方程式の解は、粒子（ここでは陽電子）の位置座標についての時間の関数 $\mathbf{r}(t)$ となるが、解析的に解が得られるのは定常かつ一様な場のような単純な状況に限られる。

曲線を含むソレノイド磁場中で、粒子が図 5 に示すような軌道（粒子軌道）を描くとする。粒子軌道上の位置 l は、ソレノイド中心から参照した方が扱いやすい。そこで、ソレノイド中心を参照軌道とし、この参照軌道に沿って粒子と共に運動する動座標系（Frenet 座標系）で粒子位置を表すことにする。動座標系の原点を $\mathbf{r}_0(t)$ とし、そこからの粒子の相対座標を $\delta\mathbf{r}(t)$ とすれば、静止系の粒子位置 $\mathbf{r}(t)$ との関係は

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0(t) + \delta\mathbf{r}(t) \quad (5)$$

である。さらに、 s をこの参照軌道上の位置とし、陽電子位置座標の運動方程式を、動座標系の s に関する微分方程式に書きかえることにする。

動座標原点 \mathbf{r}_0 が s の曲線にそって微小距離 Δs だけ進んだ時、 \mathbf{r}_0 の微小変化 $\Delta\mathbf{r}_0$ の方向は s の曲線に沿った方向となり、これらの微小変化の比の極限は以下のようにこの曲線の接線方向の単位ベクトル $\hat{\mathbf{t}}$ を与える。

$$\lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\Delta\mathbf{r}_0}{\Delta s} = \frac{d\mathbf{r}_0}{ds} = \hat{\mathbf{t}} \quad (6)$$

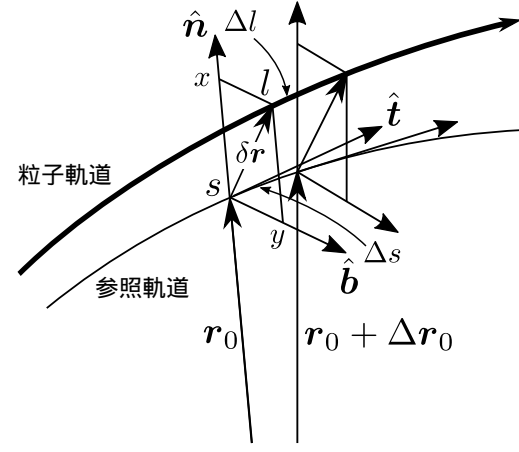


図 5 動座標系 (Frenet 座標系) のとり方. l は粒子の軌道, s は参照軌道 (例えばソレノイド中心) のそれぞれの位置を表わす。

また、この接線ベクトルの s に対する変化率 $d\hat{\mathbf{t}}/ds$ は、簡単な幾何学の議論から、曲線 s の主法線 $\hat{\mathbf{n}}$ と逆向きで、その大きさは曲線 s の曲率半径 $\rho(s)$ の逆数に比例し、

$$\frac{d\hat{\mathbf{t}}}{ds} = -\frac{1}{\rho(s)}\hat{\mathbf{n}}, \quad \implies \hat{\mathbf{n}} = -\rho(s)\frac{d\hat{\mathbf{t}}}{ds} \quad (7)$$

となっている。さらに、

$$\hat{\mathbf{b}} = \hat{\mathbf{t}} \times \hat{\mathbf{n}} \quad (8)$$

というベクトルを導入すると、 $\hat{\mathbf{t}}, \hat{\mathbf{n}}, \hat{\mathbf{b}}$ は右手直行座標系の単位ベクトルとなる。 $\delta\mathbf{r}(t)$ が常に $\hat{\mathbf{n}}$ と $\hat{\mathbf{b}}$ と同一平面上に常に存在するよう同座標の原点 $\mathbf{r}_0(t)$ をとることにすれば、

$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0(t) + \delta\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}_0(t) + x\hat{\mathbf{n}}(t) + y\hat{\mathbf{b}}(t) \quad (9)$$

と表わすことができる。 $\mathbf{r}(t)$ の時間微分を考える場合、単位ベクトル $\hat{\mathbf{n}}(t), \hat{\mathbf{b}}(t)$ も時間に依存するので、これらの時間微分も得る必要がある。まず、 s に対する変化率を考えると、ソレノイド中心の $\hat{\mathbf{b}}$ 方向への捻れがないものとするれば、

$$\frac{d\hat{\mathbf{n}}}{ds} = \frac{\hat{\mathbf{t}}}{\rho}, \quad \frac{d\hat{\mathbf{b}}}{ds} = 0, \quad \frac{d\hat{\mathbf{t}}}{ds} = -\frac{\hat{\mathbf{n}}}{\rho} \quad (10)$$

という関係が幾何学的に成り立つ。さらに、任意の関数 f の時間微分を \dot{f} で表わし、

$$\dot{f} = \frac{df}{dt} = \frac{ds}{dt} \frac{df}{ds} = \dot{s} \frac{df}{ds} \quad (11)$$

という関係を利用すると、

$$\frac{d\hat{\mathbf{n}}}{dt} = \dot{s} \frac{\hat{\mathbf{t}}}{\rho}, \quad \frac{d\hat{\mathbf{b}}}{dt} = 0, \quad \frac{d\hat{\mathbf{t}}}{dt} = -\dot{s} \frac{\hat{\mathbf{n}}}{\rho} \quad (12)$$

となって、各単位ベクトルの時間微分に関する関係式が得られる。陽電子の速度ベクトル \boldsymbol{v} は、(9) の時間微分について (6) と (12) を用いて整理すると、

$$\begin{aligned}\boldsymbol{v} &= \frac{d\boldsymbol{r}}{dt} = \frac{d\boldsymbol{r}_0}{dt} + \dot{x}\hat{\boldsymbol{n}} + x\frac{d\hat{\boldsymbol{n}}}{dt} + \dot{y}\hat{\boldsymbol{b}} + y\frac{d\hat{\boldsymbol{b}}}{dt} \\ &= \dot{x}\hat{\boldsymbol{n}} + \dot{y}\hat{\boldsymbol{b}} + \left(1 + \frac{x}{\rho}\right)\dot{s}\hat{\boldsymbol{t}}\end{aligned}\quad (13)$$

と表わすことができる。これを運動方程式 (3) の \boldsymbol{v} に代入し、(12) の関係を用いて $\gamma m_0 \boldsymbol{v}$ の時間微分を整理すると、

$$\begin{aligned}\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} &= \frac{d}{dt}[\gamma m_0 \boldsymbol{v}] \\ &= \left\{ \frac{d}{dt}[\gamma m_0 \dot{x}] - \frac{\gamma m_0}{\rho} \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \dot{s}^2 \right\} \hat{\boldsymbol{n}} \\ &\quad + \left\{ \frac{d}{dt}[\gamma m_0 \dot{y}] \right\} \hat{\boldsymbol{b}} \\ &\quad + \left\{ \frac{d}{dt} \left[\gamma m_0 \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \dot{s} \right] + \frac{\gamma m_0 \dot{x}}{\rho} \dot{s} \right\} \hat{\boldsymbol{t}}\end{aligned}\quad (14)$$

となる。また、 $\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}$ については、

$$\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B} = \begin{vmatrix} \hat{\boldsymbol{n}} & \hat{\boldsymbol{b}} & \hat{\boldsymbol{t}} \\ \dot{x} & \dot{y} & (1 + x/\rho)\dot{s} \\ B_x & B_y & B_s \end{vmatrix}\quad (15)$$

を計算すれば良い。したがって、 $\hat{\boldsymbol{n}}$ 、 $\hat{\boldsymbol{b}}$ 、 $\hat{\boldsymbol{t}}$ の各成分の運動方程式は、

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}[\gamma m_0 \dot{x}] &= \frac{\gamma m_0}{\rho} \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \dot{s}^2 + e\dot{y}B_s - e \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \dot{s}B_y \\ \frac{d}{dt}[\gamma m_0 \dot{y}] &= e \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \dot{s}B_x - e\dot{x}B_s \\ \frac{d}{dt} \left[\gamma m_0 \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \dot{s} \right] &= -\frac{\gamma m_0 \dot{x}}{\rho} \dot{s} + \dot{x}B_y - \dot{y}B_x\end{aligned}\quad (16)$$

となる。ここで、粒子の軌道に沿った経路長 l について考えると、(11) の関係より、

$$\frac{dl}{dt} = v = \dot{s} \frac{dl}{ds}, \quad \implies \dot{s} = \frac{v}{l'}\quad (17)$$

となる。ここで s に関する微分を $'$ で表した。さらに再度 (11) より任意の関数の時間に関する微分を、

$$\dot{f} = \dot{s} f' = \frac{v}{l'} f'\quad (18)$$

として s に関する微分に変換し、 $p = \gamma m_0 v$ として (16) を整理すると、

$$\begin{aligned}x' \frac{d}{ds} \left[\frac{p}{l'} \right] + \frac{p}{l'} x'' &= \frac{p}{\rho l'} \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) + e y' B_s - e \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) B_y \\ y' \frac{d}{ds} \left[\frac{p}{l'} \right] + \frac{p}{l'} y'' &= e \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) B_x - e x' B_s \\ \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \frac{d}{ds} \left[\frac{p}{l'} \right] + \frac{p}{l'} \frac{d}{ds} \left[\left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \right] \\ &= -\frac{p x'}{\rho l'} + x' B_y - y' B_x\end{aligned}\quad (19)$$

となる。さらに、磁場中の荷電粒子の運動量の絶対値 p は不変で、 $1/l'$ の s に関する微分は $-l''/l'^2$ だから、

$$\begin{aligned}-x' \frac{l''}{l'} + x'' &= \frac{1}{\rho} \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) + \frac{e}{p} l' y' B_s \\ &\quad - \frac{e}{p} l' \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) B_y \\ -y' \frac{l''}{l'} + y'' &= \frac{e}{p} l' \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) B_x - \frac{e}{p} l' x' B_s \\ -\left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \frac{l''}{l'} + \frac{d}{ds} \left[\left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \right] \\ &= -\frac{x'}{\rho} + \frac{e}{p} l' x' B_y - \frac{e}{p} l' y' B_x\end{aligned}\quad (20)$$

となる。また、(13) と (11) より、

$$v^2 = \dot{s}^2 \left\{ x'^2 + y'^2 + \left(1 + \frac{x}{\rho}\right)^2 \right\}\quad (21)$$

だから、(17) より

$$l' = \frac{v}{\dot{s}} = \sqrt{x'^2 + y'^2 + \left(1 + \frac{x}{\rho}\right)^2}\quad (22)$$

が成り立つ。ここで、荷電粒子は中心軌道付近を通過し (近軸近似)、 s の変化に対して x 、 y が穏やかに変化するように動くものと仮定して、 x/ρ 、 y/ρ 、 x' 、 y' 、 $\rho x''$ 、 $\rho y''$ についてはそれらの 2 次以上の項を全て無視することにする。この時 (22) は、

$$l' = \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) \sqrt{1 + \frac{x'^2 + y'^2}{\left(1 + x/\rho\right)^2}} \approx \left(1 + \frac{x}{\rho}\right)\quad (23)$$

と近似できる。さらにこの (23) の両辺を s で微分すると $l'' \approx x'/\rho$ となるから、(20) の $x'l''/l'$ 、 $y'l''/l'$ は、

$$x' \frac{l''}{l'} \approx \frac{x'^2}{\rho + x}, \quad y' \frac{l''}{l'} \approx \frac{x' y'}{\rho + x}\quad (24)$$

となって無視できる。したがって、各成分の微分方程式は、

$$\begin{aligned}x'' &= \frac{1}{\rho} \left(1 + \frac{x}{\rho}\right) + \frac{e}{p} \left\{ y' B_s - \left(1 + \frac{2x}{\rho}\right) B_y \right\} \\ y'' &= \frac{e}{p} \left\{ \left(1 + \frac{2x}{\rho}\right) B_x - x' B_s \right\} \\ l' &= 1 + \frac{x}{\rho}\end{aligned}\quad (25)$$

となる。これで s に関する微分形式の運動方程式が得られた。

3.2.2 直線状ソレノイド磁場中の運動

直線上のソレノイド磁場中の運動の場合、運動方程式 (25) において、 $\rho \rightarrow \infty$, $B_x = B_y = 0$, $B_s = B_0$ (const.) とすれば良く、

$$\kappa = eB_0/p \quad (26)$$

とおけば、

$$\begin{aligned} x'' &= \kappa y' \\ y'' &= -\kappa x' \end{aligned} \quad (27)$$

となる。この解は、

$$\begin{aligned} x &= x_0 + \rho \sin(\kappa s + \phi) \\ y &= y_0 + \rho \cos(\kappa s + \phi) \end{aligned} \quad (28)$$

となり、らせん状の軌道を表す。ここで、 x_0, y_0 は x - y 平面内での円運動 (サイクロトロン運動) の中心の座標、 ρ はサイクロトロン半径、 ϕ は初期位相で、これらは初期条件 (座標及び横方向運動量) で決まる定数である。 $2\pi/\kappa$ はらせん軌道のピッチである。

3.2.3 円弧状ソレノイド磁場中の運動

中心軸の曲率半径が ρ_0 の環状ソレノイドの磁場は s 成分のみだが、ソレノイドの中心軸から主法線方向に磁場強度はかわる。これはアンペールの法則を用いると簡単に計算できる。ここでソレノイド中心の磁場強度を B_0 とし、これを単純な平行移動によって動座標系で書けば、

$$B_s = \frac{B_0}{1 + x/\rho_0} \quad (29)$$

となる。(29) を (25) に代入し、2 次以上の項を無視すると、運動方程式は、

$$\begin{aligned} x'' &= \frac{1}{\rho_0} + \frac{2}{\rho_0^2}x + \kappa y' \\ y'' &= -\kappa x' \end{aligned} \quad (30)$$

と書ける。この解は、

$$\begin{aligned} x &= x_0 + \rho \sin(\alpha s + \phi) \\ y &= y_0 + y'_0 s + \frac{\kappa}{\alpha} \rho \cos(\alpha s + \phi) \end{aligned} \quad (31)$$

となる。ここで、

$$\alpha^2 = \kappa^2 - \frac{2}{\rho_0^2} \quad (32)$$

$$y'_0 = -\frac{1 + 2x_0/\rho_0}{\rho_0 \kappa} \quad (33)$$

とする。(31) でも、 $x_0, y_0, y'_0, r_0, \phi$ は初期条件で決まる定数である。この解は、 $\rho_0 \kappa > 2^{1/2}$ のとき振動解になり、

$\rho_0 \kappa \gg 2^{1/2}$ のときは直線状ソレノイドの場合の解と等しい。これは、ソレノイドの円弧の半径 ρ_0 が、荷電粒子のらせん運動のピッチ $\propto 1/\kappa = p/eB_0$ より十分大きい場合に相当する。また、(31) の解では、 y 方向に軌道がずれていくドリフトがおこる。

また、(31), (32) より、直線状ソレノイドの場合と比較して、らせん状の軌道は y 方向に κ/α 倍に伸び、また、ピッチ $2\pi/\alpha$ も直線状ソレノイドの場合の $2\pi/\kappa$ と比較して長くなる。

3.2.4 ソレノイドと軌道補正コイルの併用

y 方向にも磁場をかけて、前節の y 方向のドリフトを補正することを考える。円弧状ソレノイドの磁場に y 方向の軌道補正磁場を加える。軌道補正磁場の強さをソレノイド磁場の f 倍とすると、

$$B_y = fB_0 \quad (34)$$

である。(29), (34) を (25) に代入し、これまでと同様に 2 次以上の項を無視すると、運動方程式は、

$$\begin{aligned} x'' &= \left(\frac{1}{\rho_0} - \kappa f \right) + \frac{2}{\rho_0} \left(\frac{1}{\rho_0} - \frac{3\kappa f}{2} \right) x + \kappa y' \\ y'' &= -\kappa x' \end{aligned} \quad (35)$$

と書ける。そこで、

$$\frac{1}{\rho_0} - \kappa f = 0 \quad (36)$$

となるように f を選ぶと、(35) の運動方程式は、

$$\begin{aligned} x'' &= -\frac{1}{\rho_0^2} x + \kappa y' \\ y'' &= -\kappa x' \end{aligned} \quad (37)$$

となる。この解は、初期値 $x_0 = 0$ の場合、

$$\begin{aligned} x &= \rho \sin(\alpha s + \phi) \\ y &= y_0 + \frac{\kappa}{\alpha} \rho \cos(\alpha s + \phi) \end{aligned} \quad (38)$$

となって、(31) にあった y 方向のドリフトの項が消える。ここで、

$$\alpha^2 = \kappa^2 + \frac{1}{\rho_0^2} \quad (39)$$

である。(26) より (36) を書き直すと、

$$\frac{P}{eB_y} = \rho_0 \quad (40)$$

となるので、ドリフトが消えるのは、軌道補正磁場のみが存在した時のサイクロトロン運動の半径が、円弧状ソレノ

イドの曲率半径 ρ_0 に等しくなる場合である。即ち、軌道補正磁場コイルのみが作る磁場が、粒子が円弧状ソレノイド中心に沿って進むようにちょうど作用する場合であることがわかる。

また、(38), (39) より、直線状ソレノイドの場合と比較して、らせん状の軌道は y 方向に κ/α 倍に縮み、また、ピッチ $2\pi/\alpha$ も直線状ソレノイドの場合の $2\pi/\kappa$ と比較して短くなる。

なお、(36) より、

$$f = \frac{1}{\kappa\rho_0} = \frac{p}{eB_0\rho_0} \quad (41)$$

となるから、必要となる起動補正磁場は運動量に比例する。

3.2.5 ソレノイドの磁場強度

必要となるソレノイド磁場強度と補正磁場強度を計算する。そのための準備として、まず、横方向の運動量と縦方向の運動量の比を求める。

粒子の縦方向の運動量 p_s と横方向の運動量 p_{x-y} の比は、(13) に (18) の関係を用いると、

$$\frac{p_{x-y}}{p_s} = \frac{\sqrt{x'^2 + y'^2}}{1 + x/\rho} \quad (42)$$

となる。例えば、前節の曲率半径 ρ_0 の円弧状ソレノイドと磁場補正コイルを併用して y 方向のドリフトをゼロとした場合、(38) より

$$\frac{p_{x-y}}{p_s} = \frac{\rho\sqrt{\kappa^2 + \sin^2(\alpha s + \phi)}/\rho_0^2}{1 + x/\rho_0} \xrightarrow{\rho_0 \rightarrow \infty} \rho\kappa \quad (43)$$

となる。

運動量 $p = \gamma m_0 v$ と全エネルギー E との関係は、

$$E^2 = (pc)^2 + (m_0 c^2)^2 \quad (44)$$

なので、運動エネルギー $T = E - m_0 c^2$ と p の間には以下の関係がある。

$$pc = T\sqrt{1 + \frac{2m_0 c^2}{T}} \quad (45)$$

例えば、 $T = 60 \text{ keV}$ の陽電子の運動量は、 $m_0 c^2 = 511 \text{ keV}$ を利用すると、

$$p = \frac{60 \text{ keV}}{c} \cdot \sqrt{1 + \frac{2 \cdot 511 \text{ keV}}{60 \text{ keV}}} = 255 \text{ keV}/c \quad (46)$$

である。今、横方向の運動量として、最大 $44.3 \text{ keV}/c$ を仮定する。これは、角度にして 10° のアクセプタンスに相当する。このとき、サイクロトロン半径 ρ を 10 mm にするために必要なソレノイド磁場を求める。

直線状ソレノイドの場合、(43) と (26) より、

$$B_0 = \frac{p}{e} \frac{1}{\rho} \frac{p_{x-y}}{p_s} \quad (47)$$

である。ここで、

$$\frac{p}{e} = \frac{pc [\text{keV}]}{299793} \quad (48)$$

の関係を利用し、 $p = 255 \text{ keV}/c$ 、 $p_{x-y} = 44.3 \text{ keV}/c$ 、 $p_z = \sqrt{p^2 - p_{x-y}^2} = 251 \text{ keV}/c$ 、 $\rho = 0.01 \text{ m}$ として (47) に代入して計算すると、 $B_0 = 0.015 \text{ T} = 150 \text{ Gauss}$ を得る。

円弧状ソレノイドの場合、(43), (39) および (26) より、 s 方向の必要磁場強度 B_s を計算すると、

$$B_s = \frac{p}{e} \sqrt{\left\{ \frac{P_{x-y}}{p_s} \left(1 + \frac{x}{\rho_0} \right) \frac{1}{\rho} \right\}^2 - \left\{ \frac{\sin^2(\alpha s + \phi)}{\rho_0} \right\}^2} \quad (49)$$

となる。円弧の半径 ρ_0 が十分に大きいときは、直線状ソレノイドと結果はほぼ変わらない。例えば、 $\rho_0 = 0.4 \text{ m}$ とし、粒子軌道が $x = 0$ のところで直線状ソレノイドと繋がるものと仮定すれば、必要となる円弧状ソレノイド中心の磁場強度は 148.6 Gauss 程度以上となって直線状ソレノイドの場合の 150 Gauss とほぼ変わらない。

円弧の半径 ρ_0 を 0.4 m として必要な補正磁場を計算すると、(36), (26) により、

$$fB_0 = \frac{B_0}{\kappa\rho_0} = \frac{p}{e} \frac{1}{\rho_0} = \frac{255}{299793} \frac{1}{0.4} = 0.0021 \text{ T} \quad (50)$$

となる。即ち、 21 Gauss の y 方向の補正磁場が必要である。

3.2.6 ソレノイドコイル

SPF のビームライン直線部分の大半は、標準化されたコイルをヘルムホルツコイル状に並べることによって磁場を作っている。例えば磁束密度 300 Gauss を出すには、単位長さあたり

$$\frac{nl}{L} = \frac{B}{\mu_0} = \frac{0.03}{4\pi} \times 10^{-7} = 2.4 \times 10^4 \text{ AT} \quad (51)$$

(AT はアンペアターン) のコイルを巻かなければならない。コイルに流す電流密度を最大 $1 \text{ A}/\text{mm}^2$ 、導体のスペースファクターを 0.8 とすると、コイルの厚さは 30 mm 程度となる。SPF で標準的に使われているコイルは、 $2 \times 5 \text{ mm}^2$ のポリエステル被覆平角導線を用い、最大電流値を 10 A とし、電流密度を最大 $1 \text{ A}/\text{mm}^2$ に抑えている。コイル抵抗値は 0.15Ω 程度である。各コイルはガラスエポキシでモールド成型しており、ファン無しの空冷で全く問題無い。

各コイルは、ジュラルミンチャンネルを2本並べた架台に直接固定できるようにガラスエポキシにボスネジが埋め込んである。真鍮やアルミなどの枠に巻いて架台に設置した場合と比較して、モールド成型したことでコイル全体の厚さが薄くできるメリットがある。例えば、コイルの内径は140mmあり、ICF114のフランジが入る。外径は360mmである。また、コイルは125mm毎に並べてあり、その厚みは45mmあるのでコイル間ギャップは80mmとなってICF70の標準フランジが入る。架台構造も簡単で、コスト的にも優れている。コイル間ギャップがそれなりにあるので、厳密な意味でのソレノイド磁場にはなっていないが、実用上問題無い。

ソレノイドコイル用の電源は市販の35V 10A程度の直流安定化電源を電流制御モードで使用している。

3.2.7 ステアリングコイル

ソレノイドによる進行方向の典型的な磁場は100 Gauss程度である。地磁気の鉛直成分は0.3 Gauss程度で、陽電子は合成磁場の向きに進行するため、水平方向のビームラインでは1mで3mm偏向することになる。輸送距離が長い場合、直線部においても地磁気補正用のステアリングコイルが不可欠である。SPFでは、例えば 0.75mm^2 の耐放射線用架橋ポリエチレン被覆電線を10回巻いて束線した簡単なものを使っている。

ステアリングコイル用の電源は、特注の $\pm 10\text{V} \pm 5\text{A}$ の直流安定化電源を電流制御モードで使用している。

ソレノイドコイル用とステアリングコイル用の電源は全部で100台以上ある。かつて全て手で制御していたが、最近になって全てのコイル電源をリモート制御可能とした。これにより精緻な調整が可能となって強いビーム強度が得られやすくなると共に、電源パラメータの再現性が高まって実験の効率が劇的に向上した。

3.2.8 ビームライン分岐

各実験ステーションへのビーム供給を真空を破らずに効率良く切りかえるためには、ビームの分岐を切り替えるスイッチングシステムが必要である。動座標における運動方程式で議論し、円弧状のソレノイド磁場と垂直方向の補正磁場の併用で、ビームをうまく曲げて輸送することができることを知った。ところが、真空を破らずにビームの方向をかえる場合には、方向をかえられない円弧状のソレノイドをそのまま使うことはできない。

3.2.4節までの議論でわかったことは、磁力線を曲げることで生じる縦方向のドリフトは、ドリフト方向に軌道補

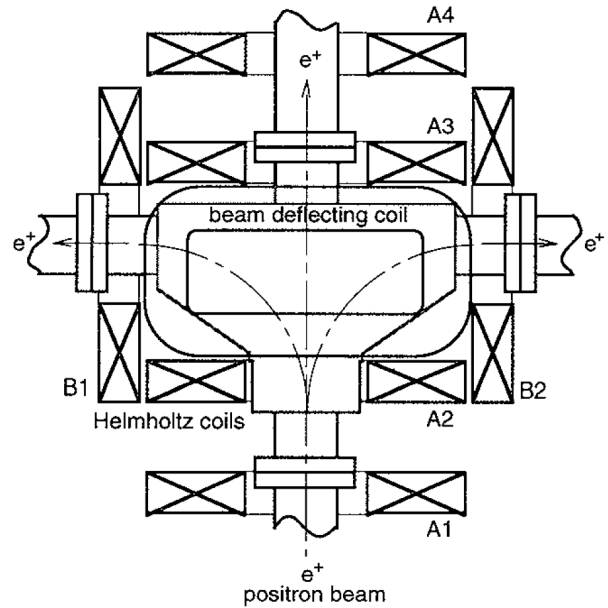


図6 低速陽電子ビームライン分岐部のチャンバーとコイルの配置 [10]

正磁場をかければキャンセルできるということであった。この時、軌道補正磁場コイルの作る磁場強度は、補正磁場のみが存在した場合に、サイクロトロン半径が元の輸送用磁力線の曲率半径に等しくなるように設定すれば良い。

この本質的な理解をベースに、SPFではモンテカルロシミュレーションによって最適化した、図6に示すビームライン分岐 [10] を使用している。A1, A4, B1, B2, はSPFの標準コイルをそのまま使用することができる。A2とA3はコイルとしての仕様は標準コイルと同一だが、架台に固定する部分が他と異なる特殊形状をしている。また、分岐チャンバーの上下には、ドリフト補正用のコイル(図6中に“beam deflecting coil”と示してある)が設置してある。このように配置することで、ビームの進行方向に磁力線が向くようにコイルに電流を流し、特に左右に振り分ける場合には上下方向に適切な補正用磁場をかけることで、うまく3方向にビームをスイッチングすることができる。

3.3 低速陽電子ビーム輝度増強ユニット

電子は容易に得られるので、不必要な電子を捨てることで、ビーム径が小さく高い平行性を持つ高品位なビームを実用的な強度で作ることができる。ところが、陽電子は反粒子のため多量に得るのが困難で、電子と同様の手段で高品位なビームを十分な強度で作ることができない。幸いなことに、1節や2.3節で述べた、電子とは異なる陽電子に独特な方法によってビーム輝度を上げる画期的な方法が存在し、高輝度ビームを利用した実験が可能となっている。

ビームの輝度 B の定義はビームの種類により様々である。以下で、ハミルトンの正準方程式にしたがう粒子系が位相空間を占める体積は保存されるという「Liouville の定理」にそって、低速陽電子ビーム輝度の定義を導入し、低速陽電子ビームの輝度増強の原理と実際の応用例を示す。

3.3.1 Liouville の定理

議論の準備として、Liouville の定理を導出する。 q を一般化座標、 p を一般化運動量とする。自由度 s (例えば、3次元空間における N 個の粒子系の場合、 $s = 3N$) の位相空間密度 $\rho(q_1, q_2, \dots, q_s, p_1, p_2, \dots, p_s)$ は、粒子の生成消滅を伴わない場合、以下を満たす。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\text{div}(\rho \mathbf{v}). \quad (52)$$

ここで、

$$\mathbf{v} = \left(\frac{dq_1}{dt}, \frac{dq_2}{dt}, \dots, \frac{dq_s}{dt}, \frac{dp_1}{dt}, \frac{dp_2}{dt}, \dots, \frac{dp_s}{dt} \right) \quad (53)$$

である。(52) の右辺を展開すると、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= - \sum_{i=1}^s \left\{ \frac{\partial}{\partial q_i} \left(\rho \frac{dq_i}{dt} \right) + \frac{\partial}{\partial p_i} \left(\rho \frac{dp_i}{dt} \right) \right\} \\ &= - \sum_{i=1}^s \left\{ \left(\rho \frac{\partial}{\partial q_i} \frac{dq_i}{dt} + \frac{\partial \rho}{\partial q_i} \frac{dq_i}{dt} \right) \right. \\ &\quad \left. + \left(\rho \frac{\partial}{\partial p_i} \frac{dp_i}{dt} + \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \frac{dp_i}{dt} \right) \right\} \end{aligned} \quad (54)$$

となる。Hamilton の正準方程式

$$\frac{dq_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial p_i}, \quad -\frac{dp_i}{dt} = \frac{\partial H}{\partial q_i} \quad (55)$$

に従う場合、

$$\frac{\partial}{\partial q_i} \frac{dq_i}{dt} + \frac{\partial}{\partial p_i} \frac{dp_i}{dt} = 0 \quad (56)$$

が成立するので、(54) は、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{i=1}^s \left(\frac{\partial \rho}{\partial q_i} \frac{dq_i}{dt} + \frac{\partial \rho}{\partial p_i} \frac{dp_i}{dt} \right) = 0 \quad (57)$$

となる。この左辺は、 ρ の時間 t についての全微分に他ならないので、

$$\frac{d\rho}{dt} = 0 \quad (58)$$

が成り立つ。即ち、Hamilton の正準方程式にしたがう粒子系の位相空間密度は一定である。これを Liouville の定理と呼ぶ。

3.3.2 低速陽電子ビームの輝度の定義

低速陽電子ビームを磁場や電場のみで輸送する場合、Hamilton の正準方程式にしたがい、位相空間密度は一定となる。

非常に単純な例で古典論的に位相空間密度を計算してみる。直径 d の円内に、 N 個の陽電子があったとする。一般的には3次元空間を占めるが、ここでは簡単のため、 q 空間に関しては、ある瞬間に陽電子がビーム軸に垂直な平面上の直径 d の円内にあるとする。この時の陽電子が占める q 空間の体積 (面積)、 V_q は

$$V_q = \pi (d/2)^2 \quad (59)$$

である。またこの時、 p 空間に関しては、ビームエネルギー $E = p^2/2m_0$ は揃っているが、その向きは、ビーム軸に対する発散角 θ の範囲で分布しているものとする。この場合、 p 空間を占める体積 (面積) V_p は、半径 p の球面を、稜線 p 、偏角 2θ の円錐で切り取った面積となるから、

$$\begin{aligned} V_p &= p^2 \int_0^\theta 2\pi \sin \theta' d\theta' = 2\pi p^2 (1 - \cos \theta) \\ &= 4\pi m_0 E \{1 - (1 - \theta^2/2 + \theta^4/4 - \dots)\} \\ &= 2\pi m_0 E \theta^2 + \mathcal{O}(\theta^4) \end{aligned} \quad (60)$$

となる。 θ が小さいとして θ^4 以上の項 $\mathcal{O}(\theta^4)$ を無視すると、陽電子が位相空間を占める体積 $V_{qp} = V_q \times V_p$ は、

$$V_{qp} = (\pi^2 m_0 / 2) d^2 \theta^2 E \quad (61)$$

となり、この粒子系の位相空間密度を ρ として、

$$\rho = \frac{N}{V_{qp}} = \frac{N}{(\pi^2 m_0 / 2) d^2 \theta^2 E} \quad (62)$$

が得られる。したがって、Liouville の定理より

$$\rho \propto \frac{N}{d^2 \theta^2 E} = (\text{const.}) \quad (63)$$

が成り立つ。

この位相空間密度に比例する量を利用して輝度を定義すると便利である。低速陽電子ビームの場合、1秒あたりの粒子数 (ビーム強度) を I として、次のようにビーム輝度 B を定義して議論することが一般的である [11].

$$B \equiv \frac{I}{d^2 \theta^2 E} \quad (64)$$

ビーム輝度 B は、ビーム強度が強いほど、あるいはビームの径が小さくて平行性が良いほど高くなる。

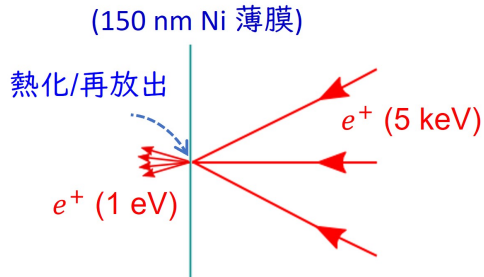


図7 リモデレータによる低速陽電子ビーム輝度増強

3.3.3 リモデレータを用いたビーム輝度増強の原理

Liouville の定理によれば、磁場や電場のみで位相空間密度をかえることができない。また、アパーチャを使ってビーム径を小さくしても、同時にビーム強度も失って輝度をかえることはできない。

ところが低速陽電子ビームの場合には、陽電子に独特の方法によって、輝度 B を桁違いに増大することが可能である。それは、低速陽電子ビーム生成の所で説明した負の陽電子仕事関数を持つ減速材（モデレータ）を用いる方法である [11]。モデレータは低速陽電子ビーム生成のために既に1度使っているのだから、ここではリモデレータと呼ぶ。

リモデレータ中で陽電子がエネルギーを失う過程で、陽電子はその運動エネルギーをリモデレータに与える。この散逸の過程は Hamilton の正準方程式にしたがわないので、Liouville の定理は成立しない。そのため、この過程で陽電子の輝度を大きくかえることができる。実際、リモデレータを効果的に利用することで、桁違いにビーム輝度を上げることが可能である。

SPF ではこの目的に、厚さ 150 nm の Ni や厚さ 100 nm の W の結晶を使用している [12, 13]。図7に示す透過型の Ni リモデレータを例に説明する。図右から 5 keV の陽電子を Ni 薄膜に磁場レンズ等で収束して入射し、熱化後に負の仕事関数によって反対側から 1 eV で再放出された陽電子を下流側で利用する。この熱化・再放出の過程でビーム強度 I を1桁失うが、入射時と再放出時のビーム径 d は実質かわらない。リモデレータへ収束角 20° で入射し、リモデレータから発散角 10° で再放出されると、輝度増強前後の輝度の比 $B_{\text{after}}/B_{\text{before}}$ は

$$\frac{B_{\text{after}}}{B_{\text{before}}} = \frac{1/10}{1^2 \cdot (10/20)^2 \cdot (1/5000)} = 2000 \text{ 倍} \quad (65)$$

となって、3桁の輝度増強が可能である。理想的には点光源となるようリモデレータに収束して入射すれば、リモデレータ下流側で所望のエネルギーに再加速して、細く平行性の高いビームが得られる。

図8に、低速陽電子回折 (LEPD) 実験のための低速陽

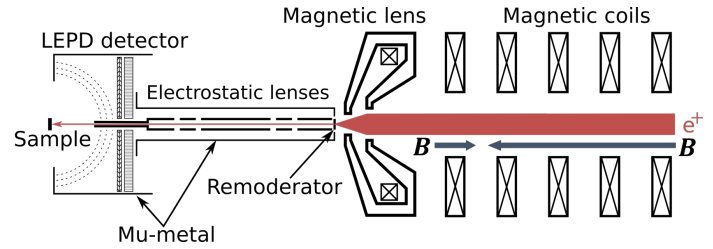


図8 低速陽電子回折実験のための低速陽電子ビーム輝度増強システムの概念図 [14]

電子ビーム輝度増強システムの概念図を示した。右側から左向きに磁場輸送されてきた陽電子ビームが、磁場レンズで Ni リモデレータに収束され、高輝度化されたビームが静電レンズによって試料に入射の様子が示されている。リモデレータへの入射陽電子のエネルギーは 5.2 keV、リモデレータ下流側の加速エネルギーは数十 eV から数百 eV まで調節する。試料や検出器は接地電位となっており、リモデレータの電位を調整することで試料への入射ビームエネルギーを調節することができる。磁場輸送用コイルのうち、磁場レンズ直上流の最後の1つだけ、他と逆向きに電流を流して逆磁場を発生させている。こうすることで、磁場レンズ下流側の磁場強度を低減することができ、また、これによるレンズ効果で磁場レンズへの入射効率も高まる。

3.4 パルス・ストレッチャー

電子陽電子対生成と低速陽電子ビーム生成の過程はナノ秒以下のオーダーで終了してしまうため、リニアックによる低速陽電子ビームの時間構造はリニアックによる加速電子の時間構造を反映する。SPF の場合、パルス幅 $1.2 \mu\text{s}$ の長パルスモードと、 10 ns の単パルスモードの2つのパルスモードでの 50 Hz 運転を行なっている。長パルスモードで得られるビーム強度は $1 \times 10^8 \text{ slow-e}^+/\text{s}$ で、典型的な電子ビーム強度と比較して5~6桁も低い。しかし、1パルスあたりの個数は $2 \times 10^6 \text{ slow-e}^+/\text{pulse}$ で、パルス中の陽電子の密度を単位時間あたりの数に換算すると $2 \times 10^6 / 1 \mu\text{s} = 2 \times 10^{12} \text{ slow-e}^+/\text{s}$ となる。このビームで通常の陽電子消滅実験を行なおうとすると、消滅 γ 線の検出システムで多重検出 (パイルアップ) の問題が生じ得る。また、例えば図8で示した低速陽電子回折実験においても、我々は回折した陽電子を1個1個数える方式を採用しているため、輝度増強と回折の過程で陽電子の数は桁違いに失われるものの、まだ多重検出に起因する問題が生じうる。その対策に、パルス幅を伸長するパルス・ストレッチャーが必要となる。

こうしたリニアックベースの低速陽電子パルスビームの
パルス・ストレッチャーの建設がいくつかの施設で試みら
れてきた [15, 16]. これらのストレッチャーは、まずパル
ス陽電子を Penning-Malmberg トラップ [17] に閉じ込め
る. Penning-Malmberg トラップは、ソレノイド磁場中で
複数の円筒形電極によるポテンシャルで荷電粒子をトラ
ップするものである. 陽電子をトラップした後、次のパルス
が来る前に出口電極の静電ポテンシャルを下げて徐々に下
流側に陽電子放出する. これらのパルス・ストレッチャー
では、10 eV から 25 eV 程度のビームを下流側に供給する
ものである.

また、別の方法として、陽電子のパルスを Pen-
ning-Malmberg トラップに保持し、トラップポテンシャル
をゆっくりと上昇させ、トラップ内で最も高い運動エネ
ルギーを持つ陽電子から順番に出口電極を越えて下流側
に供給する方法がある. この手法のコンセプトは、ローレ
ンス・リバモア国立研究所 (LLNL) の低速陽電子グルー
プによって提案された [18]. LLNL では、20 eV のエネ
ルギーで陽電子をトラップから放出し、それをういて陽電子
消滅 2 光子 2 次元角相関 (2D-ACAR) スペクトルを得た
[19]. また、この手法では、準連続ビームのエネルギー分布
が出口電極の静電ポテンシャルを下げる方式と比べて大幅
に少ないため、陽電子寿命実験において下流の高レート再
パルス化システムでのバンチングが効率的になることも述
べられている.

SPF では、これまでより桁違いに高いエネルギーの
5.2 keV の準連続ビームを供給するパルス・ストレッチ
ャーを開発し LEPD 実験で運用している [20]. 下流側で
膜厚 150 nm の Ni 薄膜や、膜厚 100 nm の W 薄膜を用
いた透過型リモデレーターによる輝度増強を行なう場合
には、リモデレータへの入射エネルギーが ~ 5 keV 程度で輝
度増強の効率が最大となる. 5.2 keV のエネルギーはその
ために必要で、これにより試料や検出器が接地電位のまま、
数十 eV から 数百 eV の輝度増強ビームを利用した回折実
験が可能となっている. パルス・ストレッチャーを挿入し
てパルス幅を変えるだけで、その上流と下流のシステムは
一切変える必要のないシステムである.

図 9 に示すように、SPF のパルス・ストレッチャーは、
入口電極、長さ 6 m のトラップ電極、出口電極 (いずれも円
筒形の電極)、およびこれらの両端の接地電極から構成さ
れている. 図 9 下部には時間経過と共に変化する入口電極と
トラップ電極の静電ポテンシャルの様子も示している.
通常 5.75 kV に保たれている入口電極の電位 (A) を、一時

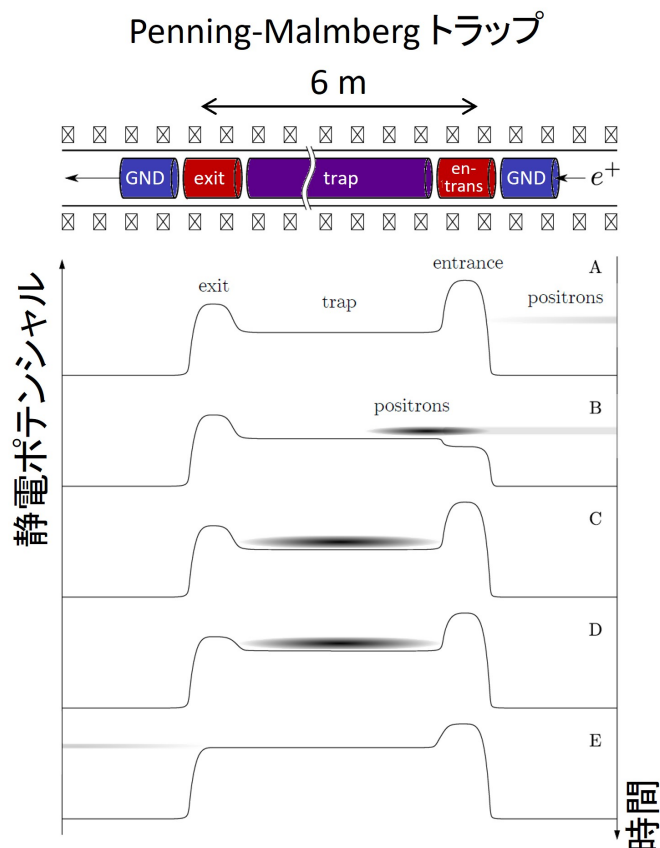


図 9 Penning-Malmberg トラップを用いたパルス・ス
トレッチャーの動作の概念図

的に 4.8 kV まで下げ (B)、低速陽電子ビーム生成ユニッ
トから輸送されてくる 5.0 keV のエネルギーを持つ $1.2 \mu\text{s}$
のパルス幅の陽電子パルスをトラップ電極に導入する. そ
の後、陽電子はソレノイド磁場に沿って 5.2 kV に保たれ
た出口電極まで輸送され、そこで反射されて戻ってくる.
入口電極の電位は、陽電子パルスの先頭が戻ってくる前に
5.75 kV に戻され (C)、陽電子がトラップされる. その後、
トラップ電極の電圧を徐々に上げることで (D)、エネ
ルギーが高い陽電子から順に出口電極の電位を越えて下流側
に供給されていく (E). トラップ電極電位の掃引を調整す
ることで、5.2 keV で固定されたエネルギーで、 $200 \mu\text{s}$ から
 20 ms の範囲でパルス幅を伸長できる. 最小幅 $200 \mu\text{s}$
は、トラッピング電極電圧の制御に用いるアンプの周波数
特性による下限で、最大幅 20 ms はリニアックの繰り返し
周波数 50 Hz による上限である.

図 10 は、このパルス・ストレッチャーによって、パルス
幅 $1.2 \mu\text{s}$ のパルス幅が 15 ms に伸長された例を示してい
る. 上のグラフはトラップ電極の電位の相対変化、下のグ
ラフはパルス・ストレッチャー下流のビームライン途上の
ゲートバルブを閉め、そこで消滅する陽電子消滅 γ 線をブ
ラスチックシンチレータと光電子増倍管でとらえた結果で

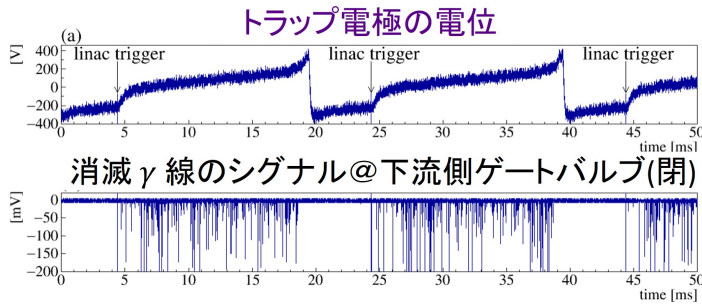


図 10 Penning-Malmberg トラップ電極の電位の相対変化の様子と、パルスストレッチ後 (ここでは、 $1.2 \mu\text{s} \rightarrow 15 \text{ms}$) のビームを下流側の閉じたゲートバルブにあてて観測される陽電子消滅 γ 線の検出シグナル。

ある。トラップ電極の電位が変動する約 15 ms の間で、消滅 γ 線が観測されている。

4 KEK 物構研低速陽電子実験施設の歴史と共同利用の成果

4.1 低速陽電子実験施設の歴史

低速陽電子実験施設の歴史については、例えば文献 [2, 21] にまとめられている。ここでは、それらの文献をベースに、過去の Photon Factory News 等の資料を辿りつつ、当時の状況を知る方々にもお話をうかがって再構成した。

KEK で低速陽電子を用いた物質科学研究を行えるようにして欲しいという全国の研究者からの強い要望に応えるために、1989 年度初頭から当時の入射器系によって低速陽電子ビームの発生についての検討が開始された [22–24]。

またそれと同じ頃の 1990 年度に、テスト用リニアックの建設が、各種装置の改善や加速器自体の開発・研究を目的に開始された [25]。これは、現在低速陽電子実験施設で使用している専用加速器の原型となるもので、今でも低速陽電子実験施設の専用加速器は「テストリニアック」と呼ばれている。テストリニアックの初ビームの確認は 1991 年 3 月 29 日 [26] である。

低速陽電子実験施設の建設は、1991 年度に入射器系の重点項目の 1 つとして実施することになり、同年度より特定研究経費を得て開始された [27]。この計画は、リニアック終端の第 3 スイッチャードで 2.5 GeV の電子ビームで陽電子を発生させ、減速して熱化し、一定エネルギーの低速陽電子としてクライストロンギャラリーまで導こうというもので、ビームのトランスポート系装置の製作と据え付けが開始された。さらに、1992 年度の特別設備費「高輝度低速陽電子源」による建設が認められ、同年度から第 3 スイッチャードにおいて低速陽電子実験施設の建設が

開始された。TRISTAN 実験が行われていた当時、PF 入射は 1 日 2 回程度、TRISTAN 入射は 2 時間に 1 回程度行われていたが、入射が行われない時間も、いつでもビームが加速できるように入射器は待機していた。低速陽電子ビームの開発は、その時間を有効利用して行なわれた [21, 28–30]。

最近、低速陽電子実験施設での低速陽電子の初ビーム観測の日が調査され、1992 年 12 月 18 日であったことが公式に確認された。低速陽電子実験施設の共同利用は 1994 年から開始され、最初の実験として、加速電子エネルギー 2.0 GeV、電力 2 kW、繰り返し周波数 50 Hz で、ポジトロニウム飛行時間 (Ps-TOF) の実験が行われた [31]。当時のビーム強度は、1 kW あたり $1.6 \times 10^7 \text{ slow-}e^+/\text{s}$ であった [32]。

しかし、TRISTAN 実験の後、素粒子物理実験分野において B ファクトリ実験計画が認められ、KEKB 実験が頻繁なビーム入射を必要とすることが予想されたため、第 3 スイッチャードにおける第 1 世代の低速陽電子実験は、残念ながら 1996 年に終了することになった。そこで、既に確立しつつあった低速陽電子実験の可能性を失わないために、主線形加速器の上流部の増築された B セクタ部の脇に、短い線形加速器のテストリニアックを併設し、トンネルの南端に低速陽電子生成標的を移設することになった。測定器を置く実験スペースも、J-ARC 部内側のテストホールに移動した。

また 1997 年の KEK の機構改革により、物質構造科学研究所 (物構研) が設立されて、放射光実験施設は、ミュオン研究施設、中性子研究施設とともにその一部となった。同時に、それまで入射器系が担当していた低速陽電子実験施設が、物構研放射光実験施設に属することになった。ただし、KEK の他のビームラインと同様に、リニアックの維持管理はひきつづき加速器の入射器の部門が担当し、現在に至っている。

この B セクタ部における第 2 世代の低速陽電子実験施設では、実験装置まで低速陽電子を輸送する 2 次ビームラインは、低速陽電子発生部から共通で、KEKB 用と専用の 2 種類のリニアックからのビームをスイッチして使う方式であった。当時、KEKB 実験用にリニアックのエネルギーは 8.5 GeV に引き上げるようになっており (KEKB-J リニアック)、この時の低速陽電子発生部の設置場所は 1.5 GeV まで加速される位置であった。高いエネルギーの KEKB の電子ビームはいったん大気中に出てからコンバータ/モデレータチェンバーに入射するが、エネ

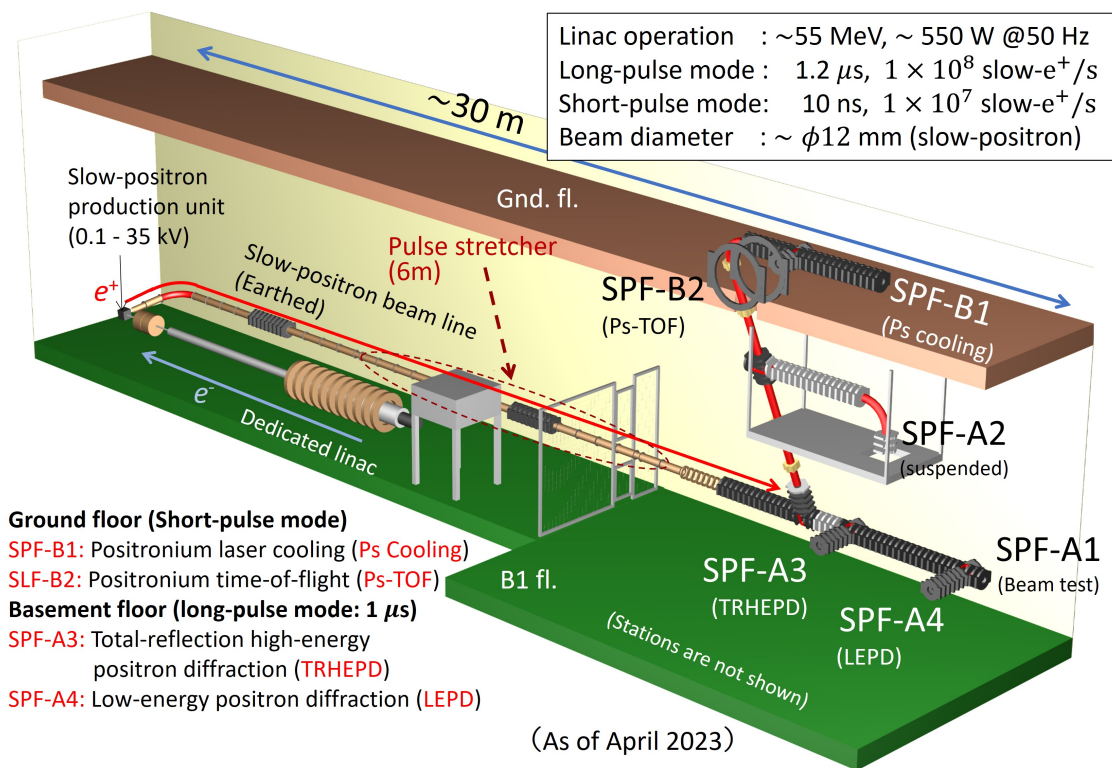


図 11 低速陽電子実験施設 (SPF) の概要

ルギーの低いテストリニアックの電子ビームはそのままコンバータ/モデレータに入射した。しかし、本格的利用開始の前に、コンバータ/モデレータの冷却水パイプに穴が開き、専用リニアックの加速管とビームラインの一部に水が流入したために使用が不可能になった。しかも、KEKBの入射ビーム開発のために数週間トンネルへの入域ができない事情があって、迅速な対応ができず加速管を劣化させてしまった。このことから、本格的な低速陽電子実験を展開するためには、低速陽電子用加速器を KEKB 入射も行う主線形加速器トンネル内に併設して共存させることは現実的ではないことがわかった。

KEKB 計画向けに拡張された主線形加速器の B セクタと C セクタに囲まれた部分に屋根を掛けることによって、すなわち現在のスペースに低速陽電子専用加速器 (テストリニアック) と測定設備を整備できることがわかり、KEKB 向けの入射器建設が終わった後、2001 年に低速陽電子実験施設の移設・建設が行われた。2003 年度からはこの第 3 世代の低速陽電子実験施設における本格的な共同利用実験が開始された。リニアック加速器部分は加速器研究施設の第五研究系に、ビームライン・測定器は物質構造科学研究所に分担され、実験課題審査は放射光実験課題審査の一部として運用されている。2010 年夏に低速陽電子発生部の改造が行なわれ、55 MeV, 550 W の加速電子によって 5×10^7 slow- e^+ /s のビーム強度が得られ [33]、その約 20 年前からの 1 kW あたり 1×10^8 slow- e^+ /s と

いう目標が達成された。(550 W で運転しているのは、2.6 節に書いた事情による。) また、これにより、後述する多くの共同利用の成果が得られるようになった。2020 年夏にさらに改良を行ない、55 MeV, 550 W の加速電子によって 1×10^8 slow- e^+ /s のビーム強度が得られている。

低速陽電子実験施設は、従来電子陽電子入射器棟にある実験スペースの名称だったが、2019 年 4 月 1 日より、放射光実験施設、放射光科学第一研究系、放射光科学第二研究系、中性子科学研究系、ミュオン科学研究系と並ぶ物質構造科学研究所 (物構研) の正式な組織となった。低速陽電子実験施設は、物構研の量子ビーム 4 本柱 (放射光、中性子、ミュオン、低速陽電子) の一翼を担って独自の研究やマルチビーム研究を推進している。

4.2 KEK 物構研低速陽電子実験施設 (SPF) の概要

図 11 に、現在の低速陽電子実験施設の鳥瞰図と概要を示した。

これまでに説明したように、SPF では、専用リニアック (電子銃と 30 MW クライストロン 1 本からプレバンチャ、バンチャ、4 m 加速管 1 本にマイクロ波を供給する構成) で、55 MeV, 550 W, 50 Hz で加速した高速電子を Ta コンバータに入射し、制動放射による光子から対生成された電子・陽電子のうちの陽電子を W モデレータで単色化したのち、磁場輸送により各実験ステーションに供給している。低速陽電子発生部は 0.1 kV から 35 kV まで印

加できるようになっており、発生部出口で接地電位のビームラインに向けて加速される。低速陽電子ビームの輸送中の典型的なビーム径は 12 mm 程度である。

短パルスモードで生成された低速陽電子ビームのパルス幅は ~ 10 ns で、ビーム強度は 1×10^7 slow- e^+ /s である。磁場輸送され、そのままか、あるいはアパーチャ等を通して、ポジトロニウム飛行時間 (Ps-TOF) の SPF-B2, ポジトロニウム (Ps) 負イオンと Ps レーザー冷却の SPF-B1 の各実験ステーションに供給し、短パルスの時間構造をいかした実験が行なわれている。

長パルスモードで生成された低速陽電子ビームのパルス幅は ~ 1.2 μ s でビーム強度は 1×10^8 slow- e^+ /s である。磁場輸送された後、非磁場領域で透過型リモデレータによって輝度増強したビームを用い、SPF-A3 では全反射高速陽電子回折 (TRHEPD), SPF-A4 では低速陽電子回折 (LEPD) 実験が行なわれている。このうち、多重検出を許さない検出器を使用している LEPD 実験では、ビームライン途上に設置したパルス・ストレッチャーによってパルス幅を伸長している。

SPF-A2 では、かつて、千葉大学のグループによって透過型陽電子顕微鏡が製作された。これも非磁場領域で透過型リモデレータによって輝度増強したビームを市販の電子顕微鏡に供給できるようにした。電子と陽電子を切り替えて使用し、正確に同じ場所の電子顕微鏡像と陽電子顕微鏡像を観察することができるようにされた。この装置で、金薄膜の 1 万倍の顕微鏡像と回折パターンが観測された [34, 35]。

SPF-A1 は、ビーム技術開発用の実験ポートである。

以下で、現在稼働中の SPF-B1, SPF-B2, SPF-A3, SPF-A4 の各実験ステーションの概要と共同利用の成果を紹介する。

4.3 実験ステーションの概要と共同利用の成果

4.3.1 低速陽電子実験汎用ステーション

SPF-B1 ステーションは、当施設の低速陽電子ビームの特長 (高強度であること、およびパルス状であること) を利用した種々の研究のために用意されている。2016 年度までポジトロニウム負イオン (Ps 負イオン, Ps^-) 関連の実験が行われていた。

Ps 負イオンは陽電子 1 個と電子 2 個からなる束縛状態で、同一質量の 3 体束縛系を理解する上で大変重要な研究対象である。このため、その存在が 1946 年に J. Wheeler [36] によって予測されて以来、数多くの理論的研究が行われてきた。Ps 負イオンが存在することは、1981 年に A.

P. Mills, Jr. [37] によって実験で確かめられたが、生成効率が入射陽電子数に対して僅か 0.03% と低く、それを用いた実験的な研究は殆ど行われていなかった。2008 年度に東京理科大学のグループが、アルカリ金属を蒸着したタングステンをういて Ps 負イオンの生成効率を 2 桁増やすことに成功 [38–41] して以来、その研究場所を低速陽電子実験施設に移し、大きな成果があがった。

低速陽電子実験施設における実験では、Na を蒸着したタングステン表面にエネルギー 4.2 keV, パルス幅 10 ns の陽電子ビームを照射して高効率で Ps 負イオンを生成して行なわれた。2010 年の低速陽電子生成ユニットの改造によるビーム強度増大の前に、電場で加速された Ps 負イオンの消滅 γ 線のドップラーシフトを Ge 検出器で観測する方式で、Ps 負イオンの大量生成の観測に成功した [42]。この時の実験が行なわれたのは地下 1 階テストホールの地上階への分岐部下流側すぐの位置で、当時はここに Ps-TOF ステーションが接続されており、その一部を利用した。ここで用いた検出方式では、検出器におけるパイルアップを防ぐため、増強前のビーム強度で丁度良かった。この当時はパルス・ストレッチャーの開発前であった。

その後、Ps 負イオンに大強度パルスレーザー光 (Nd:YAG レーザーの基本波) を照射し、電子と陽電子が束縛しあったままの状態である Ps と、電子 1 個に分離することに成功した [43–45]。この実験では、できるだけ高強度のビームをパルスレーザーと同期することが必要で、低速陽電子生成ユニットの改造によって増強されたパルスビームが効果的に使われた。また、この実験のために、現在の SPF-A3 の分岐を作ってそこに新しい装置を接続した。

Ps 負イオン実験ステーションは、2012 年度の冬の停止期間中に 1 階のクライストロンギャラリーに移設してビームラインの新たな分岐 (SPF-B1) に接続し、エネルギー可変 Ps ビーム装置 (図 12) として整備して、Ps ビームの生成実験を行なった。この実験では、Ps 負イオンをつくり、電場で加速してからレーザー光で光脱離させることで、必要なエネルギーを有する Ps を単色ビームとして得ることに成功した [46, 47]。

2014 年度からは Ps 負イオンの共鳴電子脱離実験を行なった。この実験では、レーザー光の波長をスキャンしながら光脱離した Ps の生成量を調べることで、Ps 負イオン光脱離の断面積を測定した。その結果、理論で予想されていた形状共鳴によるピークが観測された [48, 49]。この結果は、世界初の Ps 負イオンの本格的なレーザー分光として、世界から大きな注目を浴びた。

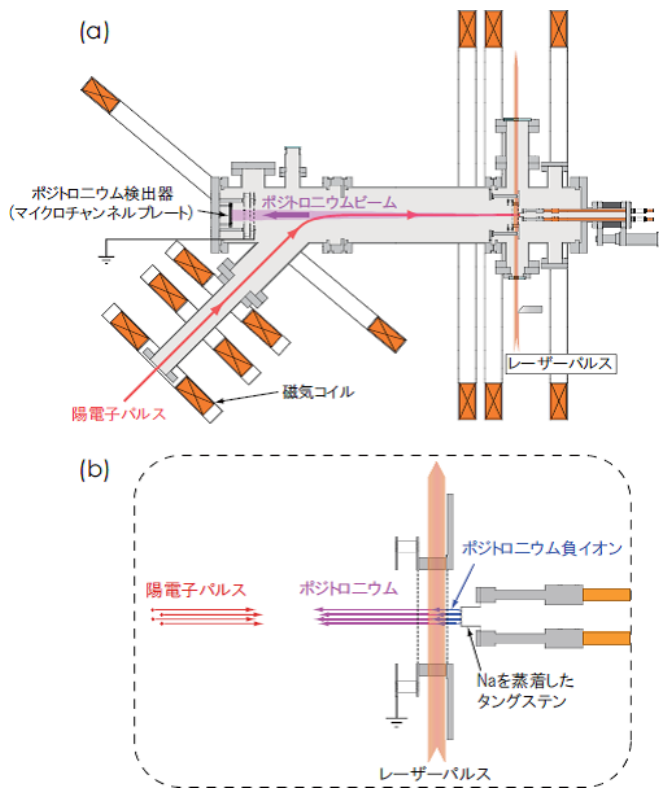


図 12 Ps 負イオンの光脱離を利用した Ps ビーム生成装置. (a) は装置全体, (b) はレーザー光照射部分の詳細図 [46].

これらの実験が成功したのは、SPF 低速陽電子ビームの大強度かつショートパルスである特性が、Ps 負イオンの光脱離に必要なナノ秒レーザーの時間特性と合致しており、レーザー光と同期した実験が可能であったためである。

2017 年度からは、SPF-B1 では東京大学を中心とするグループによって、Ps レーザー冷却実験が開始された。Ps は束縛系量子電磁力学 (QED) の精密検証に大変重要な研究対象であるとともに、反粒子を含むシンプルな系であるため、物質・反物質非対称性 (なぜ現在の宇宙に物質だけが残ったのか) の解明に有用であると考えられている。Ps を 10 K 以下まで冷却することによる、Ps のエネルギー準位の超精密測定や、反物質を含む系における世界初のボース・アインシュタイン凝縮 (BEC) 実現が期待されている。特に BEC を実現すれば、コヒーレンシーを利用して原子干渉計を用いた反物質重力の測定 (弱い等価原理の検証) や、対消滅ガンマ線を用いたガンマ線レーザーの可能性を探る実験に応用できる。Ps レーザー冷却を行うことによって 10 K までの高速冷却を行い BEC が実現可能であることを理論的に示し [50, 51], そのための Ps レーザー冷却の世界初実現に向けた実験を行っている。

Ps レーザー冷却実験成功の鍵は、SPF 低速陽電子ビームの大強度かつ短パルスである特性が、Ps レーザー冷却

に必要なパルスレーザーの時間特性と合致しており、レーザー光と同期した実験が可能であることである。2018 年度末から 2019 年度前半にかけて、シリカエアロゲル空孔中で 2P 状態に励起された Ps が瞬時に消滅する現象を確認した。これは当初計画していたシリカエアロゲル空孔中で Ps レーザー冷却の阻害要因であるため、2019 年度後半には真空中に放出された Ps のレーザー冷却に目標を変更し、レーザー冷却に用いるトリプレットの 1S-2P 遷移を確認した。2020 年度には Ps 冷却用の特殊なプロトタイプレーザーを東京大学で完成させ [52], 当該レーザーを SPF-B1 に設置し、2021 年度には図 13 のセットアップを整備し Ps レーザー冷却の原理実証実験への挑戦を開始した。

この実験では、短パルスモードの低速陽電子ビームを、レーザー冷却用に試作したシリカエアロゲルに入射して Ps を生成する。シリカエアロゲル表面から陽電子ビーム上流側の真空中に放出された Ps に、トリプレットの 1S-2P 遷移に相当する 243 nm の紫外レーザー光を照射し、Ps レーザー冷却や Ps 温度測定を行う。このときレーザーはビーム軸に垂直な水平方向に多重反射させ、また Ps はレーザー多重反射面に垂直な鉛直方向にシリカ板で閉じ込め、Ps とレーザー間の相互作用に十分な領域を確保する。実験装置の自動化・遠隔化による測定の安定性・再現性向上や、深紫外レーザー照射による測定系へのバイアス除去を進めた。また、陽電子ビームの入射やレーザー冷却検出方法の効率化をはかると共に、実験領域の磁場の低減に成功しており、レーザー冷却原理実証に向けた準備が完了して、データが出つつある。

4.3.2 ポジトロニウム飛行時間 (Ps-TOF) ステーション

低速陽電子ビームを物質に入射すると、熱化した後に内部で生成した Ps や、表面に戻ってきた陽電子が 1 個の電子と結合した Ps が、真空中に放出されることがある。このうち、スピン 3 重項のオルソポジトロニウム (*o*-Ps) の真空中の寿命は 142 ns である。ショートパルスモードのパルス陽電子ビームを用いて Ps を生成し、試料位置から数 cm の位置に設置した鉛スリットの前で 3 光子に自己消滅して放出される γ 線を検出すると、その Ps 飛行時間分布から Ps 放出エネルギーの分布を知ることができる。これにより、物質内部での陽電子拡散、表面電子との陽電子の相互作用、金属表面における Ps 生成機構等の基礎的知見を得ることができる。図 14 に現在の Ps-TOF 装置を示す。

低速陽電子実験施設における Ps-TOF ステーションは、

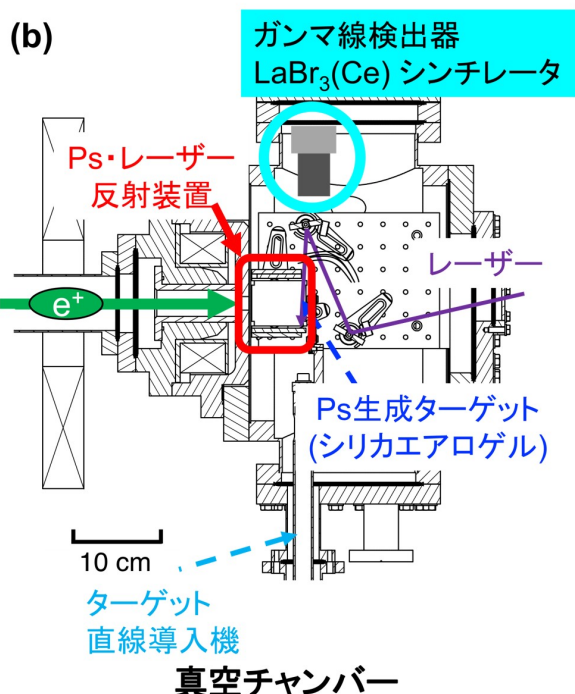
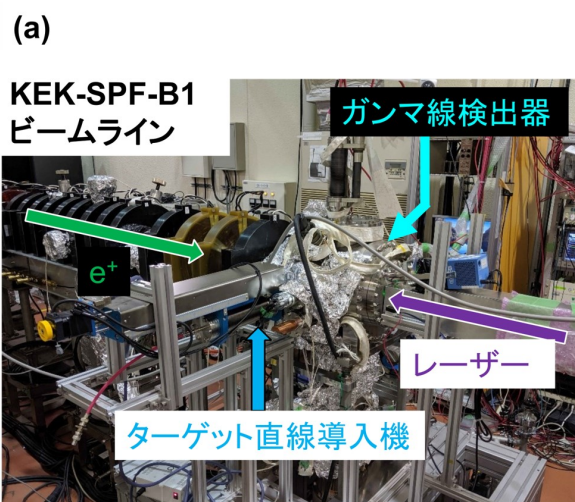


図 13 Ps レーザー冷却原理実証実験のセットアップ (文献 [13] より転載)。(a) KEK-SPF-B1 ビームラインに設置した実験装置の写真。(b) 鉛直上から見た真空チャンバー断面図。(石田明, 「ボース・アインシュタイン凝縮を目指したポジトロニウム冷却」, 日本物理学会第 77 回年次大会 (2022 年) より転載)

低速陽電子実験施設の歴史の所でも述べたように、第 3 スイッチヤードで実験が行なわれていた第 1 世代の低速陽電子実験施設の時代に開始された共同利用実験のうちの 1 つ [31] である。1995 年度に開発され、当時はトリスタンやフォトンファクトリーと同じ電子・陽電子入射器を利用して得られる低速陽電子が用いられた。

最初に SiO₂ 表面からの Ps-TOF 測定が行われた。SiO₂ は代表的な絶縁体のひとつであり、Ps の放出エネルギーを知ることは基礎物理としても応用としても重要であるうえに、SiO₂ 表面から放出される Ps のエネルギーについて次のような未解決の問題があった。米国 Brandeis 大

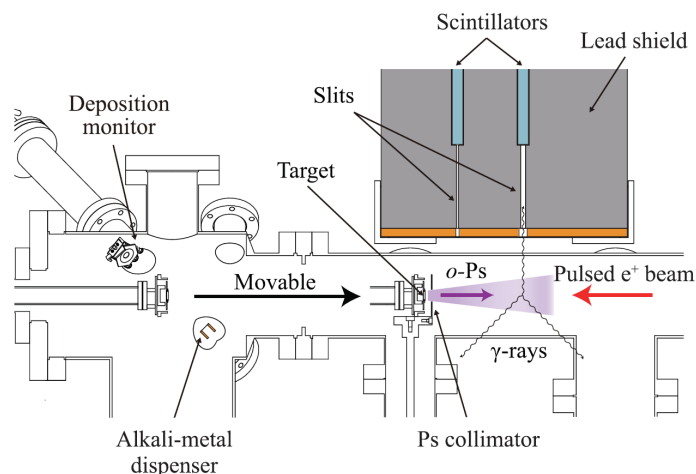


図 14 ポジトロニウム飛行時間 (Ps-TOF) ステーション [53]

のグループは SiO₂ 単結晶から放出されるエネルギーを Ps-TOF 測定し、その値を 3 eV と報告した [54]。一方、東大のグループは SiO₂ 超微粒子の集合体であるシリカエアロゲルを用いて Ps の放出エネルギーを測定し、その値を Brandeis 大で測定された値よりも小さい 1 eV と報告した [55]。この相違について調べるため、SPF で実験が行われた。SiO₂ 単結晶およびアモルファス SiO₂ からの Ps 放出エネルギーが測定され、いずれの表面も 1 eV、3 eV のどちらの Ps も放出されるという結果が得られた。また、過去の何れの実験法でもその片方しか観測できないことの説明も与えられた [31]。この結果は、Ps の精密測定や反水素合成のために必要な、低エネルギーの Ps の生成に関する重要な知見を与えた。

低速陽電子実験施設が現在の場所に移設された時、本装置は専用リニアックと同じ地下 1 階テストホールに移設され、ナノクリスタリングシリカ (NCS) 多孔質 Low-*k* 薄膜からの Ps 放出エネルギー分布の測定によるナノ空孔連結性の評価が行われた [56, 57]。その後、Ps 負イオンの大量生成の確認の実験 [42] の装置の一部として使用された。2012 年度には、この装置は Ps 負イオン実験装置とともに 1 階のクライストロンギャラリー実験室に移設され、現在のビームライン SPF-B2 に接続された。

SPF-B2 に移設後は、東京理科大学のグループによって種々の金属表面から放出される Ps の飛行時間測定が行われた。金属表面にアルカリ金属等を蒸着した場合の仕事関数に対する表面の電気 2 重層の寄与は、電子と陽電子で逆符号なことはよく知られている。W 表面での Ps 負イオンの生成がアルカリ金属蒸着によって劇的に増大する [39-41] が、その理由を解明する上で、Ps の生成に対するアルカリ金属蒸着の効果を調べることは興味深い。蒸着による表面の電気 2 重層の変化は Ps の生成に影響しな

いだらうという単純な予想に反して、その生成率が大幅に増加し、表面まで戻った陽電子の大部分が Ps として放出されることが東京理科大学のグループによって見出された [58, 59]. この現象は、金属表面をカバーする 2 次元電子気体と陽電子の相互作用の問題として興味深い。陽電子を入射する金属を高温にすると、表面からの Ps 放出量が増加することは以前から知られていたが、その理由は、表面状態にトラップされた陽電子の熱励起によるものとする解釈されていた。しかし、Ps-TOF 装置によって生成する Ps のエネルギー分布を測定したところ、5 eV を最大エネルギーとする放出過程の Ps が増加した。これは明らかに熱励起によるものではなく、陽電子と電子の仕事関数によって単純に決定される放出エネルギーに対応する。このことから、アルカリ金属吸着した表面層に伝導電子密度の低い領域が形成され、Ps 生成に適した状態ができていると考えられる。また、5 eV の成分に加えて、特定のエネルギー損失を持つ新しい Ps エネルギー成分も観測された [53, 59]. この新しいエネルギー成分は、表面におけるバンド間遷移や表面プラズモン励起を伴う Ps の生成に起因するものであることが提案されている。

間接遷移型半導体の Si(111) と 4H-SiC(0001) の表面 [60, 61], 直接遷移型半導体の GaN(0001) と AlN(0001) 表面 [62] での Ps-TOF 実験が量子科学技術研究開発機構のグループによって行なわれた。後者の直接遷移型半導体において、2 つの Ps エネルギー成分が同定された。これらは価電子と伝導電子で形成された Ps に起因する。ところが、前者の間接半導体の Ps-TOF スペクトルでは、直接遷移型半導体とは異なり、明瞭な 2 つのピークは見られなかった。この結果の違いは、DFT 計算とモンテカルロシミュレーションによって、伝導電子で形成された Ps の放出角の違いと、キャリアの再結合寿命の違いによるものであることが説明された [63].

4.3.3 全反射高速陽電子回折 (TRHEPD) ステーション

地下 1 階のテストホールと呼ばれる実験スペースでは、結晶表面の原子配列を精密に決定することを目的とした陽電子回折実験を行っている。

一般に、結晶表面は結晶バルクとは全く異なる複雑な構造をしている。バルクを切断して露出する表面は、そのままではエネルギー的に不安定で、表面原子は再配列したり蒸発したりする。例えば、単純なダイヤモンド構造をとる Si 結晶を (111) 面で切断して熱処理すると、Si(111)- 7×7 と呼ばれる、切断しただけの表面のユニットセルの 7 倍もの長周期の非常に複雑な構造をとることが知られている。

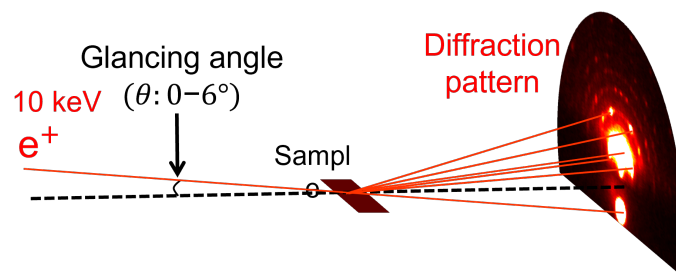


図 15 全反射高速陽電子回折 (TRHEPD)

この面の正確な原子配列については、未だ未確認である。一般的に、表面原子配列 (表面構造) の詳細は、適切な観測と解析無しに決定することはできない。パウリの排他律の発見などの業績で知られる著名な物理学者の Wolfgang E. Pauli は、“God made the bulk; the surface was invented by the devil” と言ったとされている。

表面は単に複雑だけでなく、様々な原子の蒸着によって新たな機能が生み出される場所であり、バルクにはないユニークで有用な性質を示すことが多い。そのため、表面科学は、特に次世代電子デバイスや先進触媒等の材料開発の分野で益々重要度を増している。

しかし、一般的にプローブとして用いられる X 線や電子線は結晶内部まで侵入してしまうため、表面の構造を解析する時には困難が伴うことが多い。この問題を本質的に解決し他のプローブと相補的に使える技術が、全反射高速陽電子回折 (Total-reflection high-energy positron diffraction, TRHEPD, トレプト) [64-66] である。

TRHEPD は、反射高速電子回折 (High-energy electron diffraction, RHEED) の陽電子版であり、10 keV 程度のエネルギーを持つすれすれ入射による回折実験手法である (図 15)。物質内部の結晶ポテンシャルは正なので、負の電荷を持ち入射角によらずバルクに侵入する電子とは異なり、陽電子には全反射条件が存在し、この条件下で得られる回折パターンは最表層の原子層のみに由来する (図 16)。視斜角が臨界角より大きければ、表面直下の原子層の情報も得られ、かつそれ以上の深さからの情報は回折パターンに含まれない。

TRHEPD は 1992 年に名古屋大学 (当時) の一宮彪彦教授によって提唱 [67] され、1998 年に日本原子力研究所 (当時) の河裾厚男・岡田漱平の両氏によって初観測 [68] がなされた。さらに同研究所の深谷有喜氏らによって表面構造解析手法として確立していった。当初 TRHEPD 実験は、原研高崎 (現 QST 高崎) で RI からの静電輸送による陽電子ビームを用いて行われていた。その後、2010 年の

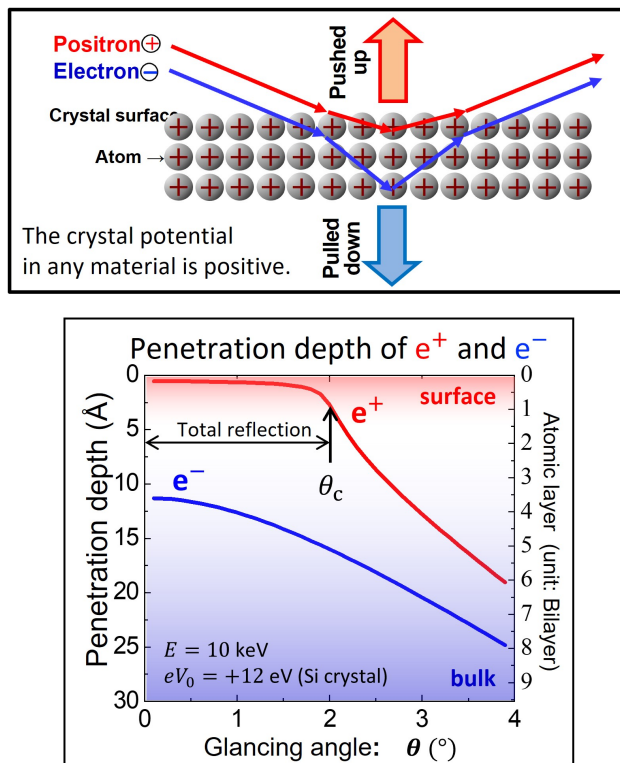


図 16 全反射高速陽電子回折 (TRHEPD) の特徴

KEK 物構研究低速陽電子実験施設のビーム強度増大直後に TRHEPD 装置を同施設に移設し、磁場輸送ビームでも使えるよう整備した。これにより、RI ベースビームを使った実験の約 2 桁強い回折強度が得られるようになった [69]。その後深谷氏らの協力によって新たな TRHEPD ステーションを整備し、共同利用による研究成果の創出が加速した。

なお、全反射「高速」陽電子回折においても、モデレータを用いてエネルギーを単色化した「低速」陽電子を用いるが、電子による反射高速電子回折 (RHEED) の陽電子版なので、それとの対応から「高速」陽電子回折と呼ばれる。さらに「全」反射と呼ばれるのは、電子にはない全反射が起こるためである [70]。

TRHEPD は、10 年ほど議論が続いていた Ge(001) 表面に白金を蒸着して発現するナノワイヤの原子構造を確定し、議論に決着をつけた [71–73]。また、30 年近く議論が続いてなお確定していなかったルチル型 TiO₂(110)–(1×2) 表面構造を決定した [74–76]。

TRHEPD は特に 2 次元原子層状物質の構造解析を得意とする。Cu(111) 上グラフェンと Co(0001) 上グラフェンのバックリングがないことや、グラフェンと基盤間の距離を決定した [77]。さらに、Ag(111) 表面上に形成された、Si 原子によるグラフェン様の 2 次元単原子層状物質のシリセンや、Al(111) 上の Ge 原子によるゲルマネンの構造

の詳細を他の手法に先駆けて確定した [78–81]。超伝導を示すグラフェン化合物として知られる Ca 挿入 2 層グラフェンに関しては、Ca 挿入位置に関し、以前信じられていたグラフェンの第 1 層と第 2 層の間ではなく、2 層目のグラフェンの下に存在することの方が確からしいことを示し [82–84]、その後の研究展開のきっかけをつくった。また、2 層グラフェンは、1 層目と 2 層目の面内のねじれ角を変化させると、超伝導を含むさまざまな興味深い電子物性を示す。SiC(0001) 上の 2 層グラフェンを 30° ねじって重ねられた状態で生じる準結晶構造、および通常の AB スタックにおける層間隔を TRHEPD で決定した [85]。DFT 計算もこの結果と一致している。

TRHEPD はまた、角度分解光電子分光 (ARPES) や DFT 計算との協奏的利用でも興味深い成果を出している。Ge(111) 上に成長した ZrB₂ 薄膜上の Ge 二重三角格子の構造を同定した [86, 87]。この二重三角形構造は、超伝導や強磁性につながる可能性のある平坦なバンドを示すと予測され、大きな関心を集めている。この研究では、電子状態を ARPES によって観測し、その結果を DFT 計算によって解析することで提案された構造を、TRHEPD によって確認した。また、TRHEPD と X 線光電子分光 (XPS) 測定によって、Cu(111) 基板の上にホウ素を蒸着した表面構造を解明した。ホウ素化合物は低次元においても多彩な構造をとり、新規な物性や応用材料として期待されているが、解析の難しさからその 2 次元構造の実験的決定は行われていなかった。この構造については、単原子層の Borophene であるという説と、1 次元原子鎖が並んだ 2 次元ホウ化銅であるという説があった。Cu(111) 基板の上に 2 次元ホウ素マテリアルを大面積で成長させ、TRHEPD と X 線光電子分光 (XPS) 測定により、この構造は Cu 上の二次元ホウ素化合物 (Cu-Boride) であることを確認した [88, 89]。

4.3.4 低速陽電子回折 (LEPD) ステーション

TRHEPD は非常に優れた表面構造解析手法だが、すれすれ入射による回折手法のため、ビームが当たる広い面積にわたって一様で平坦な結晶表面を作製する必要があり、それに苦労することがある。この難点に縛られない手法が、試料への垂直通入射による回折手法である低速陽電子回折 (Low-energy positron diffraction, LEPD, レプト) である。LEPD 装置の概念図は図 8 に示した。LEPD は、低速電子回折 (Low-energy electron diffraction, LEED) の陽電子版である。LEED 分析装置は、結晶表面の品質や清浄性の確認や、その対称性の観測などのために、表面

科学をテーマとする研究室で広く使用されている。LEED による詳細な表面構造解析が、主にそれを専門とする特定の研究室を中心に行なわれてきた。しかしながら、LEED による表面構造解析はしばしば困難が伴う。

低エネルギーの電子散乱においては、衝突する原子の占有電子との交換相互作用のために、散乱因子（微分散乱断面積の角度依存性）が複雑なディップ構造を持ち、衝突する原子が重元素になるほど複雑になる。一方、陽電子の場合は、電子との交換相互作用がなく、陽電子は原子核に反発されるため、X 線のように単純な卵型の散乱因子となる。さらに LEPD は、より選択的な表面感度を提供し、多重散乱も少ない。これらは、電子と比較して陽電子の非弾性散乱断面積が大きく、後方散乱断面積が小さいことによる。LEPD は、LEED が特に苦手とする重元素を含む表面に対しても正しい分析を提供することが期待されている。このような特徴があることから、最初に LEED による表面構造解析を行なった David S. Y. Tong は、LEPD にも強い興味をもち、“Why is the positron an ideal particle for studying surface structure?” と題する論文を発表した [90]。

最初の LEPD 観測は、1980 年に米国 Brandeis 大学のグループによって報告された [91]。RI ベースの静電輸送による低速陽電子ビームによるもので、様々な角度で低エネルギー陽電子を入射することにより、銅表面からの鏡面反射スポット強度をチャネトロンで観察した。

最初の LEPD 観測から約 10 年後に、Brandeis 大学のグループは、輝度増強システムと 2 次元位置敏感検出器を用いた垂直入射による LEPD 観測を報告し [92]、整数次の回折スポットのみを持ついくつかの表面の構造解析を行なった。その後、LEPD の優位性に関する理解が進み、2000 年に前述の David S. Y. Tong の論文 [90] が発表された。

しかし、LEPD はビームエネルギーが低いいため、十分な強度と品質のビームを得るのは難しい。2000 年代に入ってから、ローレンス・リバモア国立研究所のリニアックベースの高強度低速陽電子ビームを使って、この困難を克服する試みがなされた。実際に装置も開発され、ビームラインにも接続されたが、現在にいたるまで LEPD の観測に関する報告はない。

RI ベースの LEPD システムとリニアックベースのシステムには、LEPD 実験にとって重要な 2 つの違いがある。その 1 つはビームの時間構造である。RI ベースのシステムは連続ビームを供給するが、リニアックベースのシ

ステムは、加速器による電子ビームのパルス状の時間構造を反映したパルスビームを供給する。高強度のパルスビームは、resistive anode encoder や delay line detector といった 2 次元位置敏感検出システムにおいて、パイルアップの問題を引き起こす。もう 1 つの違いはビーム輸送方法である。RI ベースの LEPD システムは、ビームライン全体にわたって静電レンズを採用できるが、リニアックベースのシステムでは、遠隔の陽電子発生ユニットから磁場を用いてビームを輸送する。回折観測系を磁場から遮蔽するのは、電場から遮蔽するよりも難しい。リニアックベースの LEPD システムを開発するためには、この 2 つの技術的困難を克服しなければならない。

その後、LEPD の実験的な研究はいったん途絶えていたが、当施設では、独自にリニアックベースの LEPD 装置の開発を開始し、リニアックベースビームによる LEPD の初観測に成功した [93]。まず、1 つ目のパルスビームの問題については、3.4 節で説明したパルス・ストレッチャーの開発によって克服した。ここでポイントとなるのは、前例の無い 5.2 keV という高いエネルギーのビームを供給するパルス・ストレッチャーの開発に成功したことである。これにより、その下流側で輝度増強してもなお、試料と測定チャンバーを接地電位のまま LEPD 実験が可能となった。2 つ目の非磁場領域への高輝度ビームの取り出しについては、3.3 節で説明した、低速陽電子ビーム輝度増強ユニットを効果的に用いた。陽電子の場合には、電子と同様、100 eV 以下のエネルギーともなると、地磁気の影響を顕著に受けるようになる。当施設では、輝度増強ユニットの下流側の静電輸送による低エネルギービームの光学系の一部を μ メタルで作ると共に、光学系全体と検出器を μ メタルで覆うことで、ビームラインからの磁場と地磁気の影響を排除した。リモデレータから 20 eV 程度に加速した低エネルギービームでもなお、明瞭な回折スポットが得られている。

その後さらに LEPD ステーションの開発が進み、現在実用的な回折実験が可能となって実際の構造解析を開始したところである。また、物構研の放射光実験施設 (PF) の ARPES ステーション等に導入が進んでいる Omicron 型試料ホルダーを LEPD ステーションにも導入した。今後、LEPD によって表面原子配列を確定し、ARPES で同一試料の表面電子状態を観測するマルチプローブ実験を行なっていく予定である。既に、LEPD ステーションで作成した試料を、超高真空搬送容器で PF の BL-13B に搬送し、ARPES 測定を問題無く行なえることを確認した。

5 最後に

「本所の加速器を利用した物質科学研究用探針としての2次粒子は、中性子、ミューオン、光子があるが、これに4番目の探針として低速陽電子を加える。」

これは、1993年のPF低速陽電子源建設報告(I)[9]の冒頭の書き出しである。低速陽電子実験施設建設のプロジェクトは、全国の研究者の要望に応える形で当時のPF入射器系の方々のご尽力によって開始された。その後2度の施設の移設など様々な困難はあったものの、当初の設計思想が優れていたことが幸いし、基礎物理実験分野や表面科学分野において世界を先導する研究成果の創出につながった。

現在の低速陽電子実験施設の専用加速器(テストリニアック)は、TRISTAN計画以前、40年以上前のPF建設に先立って作られたプロトタイプの加速器コンポーネントを集めて建設したものが原型である。その後入射器ではユーザー運転用加速器の新設はない。ユーザー施設と加速器試験施設では求められるものが大きく異なるが、2度の移設は、いわゆるスクラップアンドビルドによる人材育成への貢献という面でも意味があったと思われる。テストリニアックとそれを用いて発展してきた低速陽電子ビーム開発は、成果創出につながったこと以上に多くの意義があり、またそれゆえ多くの人に愛されてきた。

当施設は、今後の基礎物理実験分野や表面科学分野の発展に資する計画と、放射光とのマルチプローブ利用の開発研究計画に加え、次世代加速器や大強度陽電子源開発に関して高エネルギー物理分野との共同開発の計画もあためている。関係者で力をあわせ、KEK全体の発展に貢献できると幸いである。

謝辞

本テキストの執筆にあたり、低速陽電子実験施設の歴史に関連する部分と、さらには全般にわたる内容の確認について、兵頭俊夫先生と設楽哲夫先生にご協力をいただきました。2人の先生方のご支援に感謝いたします。なお、本テキストで至らぬ部分や不適切な記述があった場合、それは専ら執筆者の和田の理解不足や誤解に起因するものです。

参考文献

- [1] C. D. Anderson, Phys. Rev. **43**, 491 (1933).
- [2] 兵頭俊夫, 和田健, 加速器 **8**, 3 (2011).
- [3] 和田健, 陽電子科学 **3**, 11 (2014).
- [4] A. P. Mills Jr., Positron solid-state physics (Elsevier North-Holland, Amsterdam, 1983) pp. 432–509.

- [5] P. J. Schultz and K. G. Lynn, Rev. Mod. Phys. **60**, 701 (1988).
- [6] B. E. O'Rourke, N. Hayashizaki, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **82**, 063302 (2011).
- [7] F. Saito, Y. Nagashima, *et al.*, Appl. Surf. Sci. **194**, 13 (2002).
- [8] E. M. Gullikson and A. P. Mills Jr, Phys. Rev. Lett. **57**, 376 (1986).
- [9] 榎本收志, KEK Report **93-13**, 13 (1993).
- [10] 中原和夫, KEK Report **97-12**, 14 (1997).
- [11] A. P. Mills Jr, Appl. Phys. **23**, 189 (1980).
- [12] D. M. Chen, K. G. Lynn, *et al.*, Phys. Rev. B **31**, 4123 (1985).
- [13] N. Zafar, J. Chevallier, *et al.*, J. Phys. D: Appl. Phys. **22**, 868 (1989).
- [14] K. Wada, S. Tetsuroh, *et al.*, in *JJAP Conf. Proc.*, Vol. 7 (The Japan Society of Applied Physics, 2017).
- [15] T. Akahane, T. Chiba, *et al.*, Appl. Phys. A **51**, 146 (1990).
- [16] D. Segers, J. Paridaens, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **337**, 246 (1994).
- [17] J. H. Malmberg and C. F. Driscoll, Phys. Rev. Lett. **44**, 654 (1980).
- [18] R. H. Howell, W. Stoeffl, *et al.*, Mater. Sci. Forum **255–257**, 644 (1997).
- [19] T. Gessmann, M. P. Petkov, *et al.*, Mater. Sci. Forum **363–365**, 585 (2001).
- [20] K. Wada, M. Maekawa, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A, 164161 (2020).
- [21] 古川和朗, Photon Factory News **39(1)**, 4 (2021).
- [22] 浅見明, Photon Factory News **7(2)**, 4 (1989).
- [23] 浅見明, Photon Factory News **7(4)**, 4 (1990).
- [24] 浅見明, Photon Factory News **8(2)**, 4 (1990).
- [25] 浅見明, Photon Factory News **7(3)**, 4 (1989).
- [26] 小林仁, Photon Factory News **9(1)**, 6 (1991).
- [27] 浅見明, Photon Factory News **9(3)**, 5 (1991).
- [28] 佐藤勇, Photon Factory News **10(1)**, 5 (1992).
- [29] 佐藤勇, Photon Factory News **10(2)**, 3 (1992).
- [30] 佐藤勇, Photon Factory News **10(4)**, 3 (1993).
- [31] Y. Nagashima, Y. Morinaka, *et al.*, Phys. Rev. B **58**, 12676 (1998).
- [32] 佐藤勇, Photon Factory News **12(1)**, 7 (1994).
- [33] K. Wada, T. Hyodo, *et al.*, Eur. Phys. J. D **66**, 37 (2012).
- [34] M. Matsuya, S. Jinno, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **645**, 102 (2011).
- [35] 神野智史, 岡壽崇ほか, Photon Factory News **27(1)**, 26 (2009).
- [36] J. A. Wheeler, Ann. N. Y. Acad. Sci. **48**, 219 (1946).
- [37] A. P. Mills, Phys. Rev. Lett. **46**, 717 (1981).
- [38] Y. Nagashima and T. Sakai, New J. Phys. **8**, 319 (2006).
- [39] Y. Nagashima, T. Hakodate, *et al.*, New J. Phys. **10**, 123029 (2008).

- [40] H. Terabe, K. Michishio, *et al.*, *New J. Phys.* **14**, 015003 (2012).
- [41] Y. Nagashima, *Phys. Rep.* **545**, 95 (2014).
- [42] T. Tachibana, K. Michishio, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **621**, 670 (2010).
- [43] K. Michishio, T. Tachibana, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 153401 (2011).
- [44] 長嶋泰之, 満汐孝治, *日本物理学会誌* **67**, 333 (2012).
- [45] 長嶋泰之, 立花隆行ほか, *Photon Factory News* **30(1)**, 15 (2012).
- [46] K. Michishio, T. Tachibana, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 254102 (2012).
- [47] 満汐孝治, 長嶋泰之, *陽電子科学* **2**, 35 (2014).
- [48] K. Michishio, T. Kanai, *et al.*, *Nat. Commun.* **7**, 11060 (2016).
- [49] 満汐孝治, *陽電子科学* **11**, 25 (2018).
- [50] K. Shu, X. Fan, *et al.*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49**, 104001 (2016).
- [51] A. Ishida, K. Shu, *et al.*, *JJAP Conf. Proc.* **7**, 011001 (2018).
- [52] K. Yamada, Y. Tajima, *et al.*, *Phys. Rev. Appl.* **16**, 014009 (2021).
- [53] S. Iida, K. Wada, *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter* **28**, 475002 (2016).
- [54] P. Sferlazzo, S. Berko, and K. F. Canter, *Phys. Rev. B* **35**, 5315 (1987).
- [55] Y. Nagashima, M. Kakimoto, *et al.*, *Phys. Rev. A* **52**, 258 (1995).
- [56] K. Ito, R. S. Yu, *et al.*, *J. Appl. Phys.* **98** (2005).
- [57] 伊藤賢志, 于潤升ほか, *Photon Factory News* **24(3)**, 19 (2006).
- [58] H. Terabe, S. Iida, *et al.*, *Surf. Sci.* **641**, 68 (2015).
- [59] 長嶋泰之, 山下貴志ほか, *陽電子科学* **12**, 15 (2019).
- [60] A. Kawasuso, M. Maekawa, *et al.*, *Phys. Rev. B* **97**, 245303 (2018).
- [61] A. Kawasuso, K. Wada, *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter* **33**, 035006 (2020).
- [62] A. Kawasuso, M. Maekawa, *et al.*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **54**, 205202 (2021).
- [63] 河福厚男, 和田健ほか, *陽電子科学* **18**, 3 (2022).
- [64] Y. Fukaya, A. Kawasuso, *et al.*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **52**, 013002 (2018).
- [65] 兵頭俊夫, *固体物理* **53**, 705 (2018).
- [66] 深谷有喜, *陽電子科学* **13**, 3 (2019).
- [67] A. Ichimiya, *Solid State Phenomen.* **28&29**, 143 (1992).
- [68] A. Kawasuso and S. Okada, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2695 (1998).
- [69] M. Maekawa, K. Wada, *et al.*, *Eur. Phys. J. D* **68**, 165 (2014).
- [70] T. Hyodo, Y. Fukaya, *et al.*, *J. Phys: Conf. Ser.* **505**, 012001 (2014).
- [71] I. Mochizuki, Y. Fukaya, *et al.*, *Phys. Rev. B* **85**, 245438 (2012).
- [72] 望月出海, 深谷有喜ほか, *Photon Factory News* **31(4)**, 29 (2014).
- [73] 望月出海, *陽電子科学* **5**, 27 (2015).
- [74] I. Mochizuki, H. Ariga, *et al.*, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18**, 7085 (2016).
- [75] 朝倉清高, 有賀寛子ほか, *Photon Factory News* **31(4)**, 38 (2014).
- [76] 望月出海, 有賀寛子ほか, *表面科学* **37**, 451 (2016).
- [77] Y. Fukaya, S. Entani, *et al.*, *Carbon* **103**, 1 (2016).
- [78] Y. Fukaya, I. Mochizuki, *et al.*, *Phys. Rev. B* **88**, 205413 (2013).
- [79] 深谷有喜, 望月出海ほか, *Photon Factory News* **34(1)**, 10 (2014).
- [80] Y. Fukaya, I. Matsuda, *et al.*, *2D Mater.* **3**, 035019 (2016).
- [81] 深谷有喜, *陽電子科学* **11**, 41 (2018).
- [82] Y. Endo, Y. Fukaya, *et al.*, *Carbon* (2019).
- [83] 遠藤由大, 深谷有喜ほか, *Photon Factory News* **38(2)**, 9 (2020).
- [84] 遠藤由大, 深谷有喜ほか, *陽電子科学* **16**, 23 (2021).
- [85] Y. Fukaya, Y. Zhao, *et al.*, *Phys. Rev. B* **104**, L180202 (2021).
- [86] A. Fleurence, C.-C. Lee, *et al.*, *Phys. Rev. B* **102**, 201102 (2020).
- [87] 深谷有喜, 吉信淳ほか, *Photon Factory News* **39(3)**, 24 (2021).
- [88] Y. Tsujikawa, M. Horio, *et al.*, *Phys. Rev. B* **106**, 205406 (2022).
- [89] 辻川夕貴, 望月出海ほか, *Photon Factory News* **41(2)**, 21 (2023).
- [90] S. Y. Tong, *Surf. Sci.* **457**, L432 (2000).
- [91] I. J. Rosenberg, A. H. Weiss, and K. F. Canter, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1139 (1980).
- [92] T. N. Horsky, G. R. Brandes, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1876 (1989).
- [93] K. Wada, T. Shirasawa, *et al.*, *e-J. Surf. Sci. Nanotechnol.* **16**, 313 (2018).